N°D'ORDRE : AO 7580

Aix Marseille

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DE PROVENCE

AIX - MARSEILLE I

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude GAZANHES

ETUDE DE LA MODULATION D'AMPLITUDE CONSECUTIVE A LA DIFFUSION D'UNE ONDE ACOUSTIQUE PAR UNE SURFACE AGITEE

- Statistique d'amplitude et analyse spectrale -

Soutenue le 19 septembre 1972 devant la Commission d'Examen :

MM. P. BOUSQUET	Président
G. BONNET	Examinateurs
P. CASAL	
Th. VOGEL	

N°D'ORDRE : AO 7580

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DE PROVENCE

AIX - MARSEILLE I

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Claude GAZANHES

ETUDE DE LA MODULATION D'AMPLITUDE CONSECUTIVE A LA DIFFUSION D'UNE ONDE ACOUSTIQUE PAR UNE SURFACE AGITEE

- Statistique d'amplitude et analyse spectrale -

Soutenue le 19 septembre 1972 devant la Commission d'Examen :

MM. P. BOUSQUET	Président
G. BONNET	Examinateurs
P. CASAL	
Th. VOGEL	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE PROVENCE

U.E.R. Scientifiques

Président : F. BOREL

Secrétaire général : C. MOYNAULT

PROFESSEURS

MM.	J. VALENSI	Mécanique expérimentale des fluides
	P. ROUARD	Physique générale
	P. DESNUELLE	Chimie biologique
	M. MERIGOUX	Physique industrielle
	C. FEHRENBACH	Astronomie
	A. FAVRE	Mécanique de l'atmosphère et météorologie
	A. GUILLEMONAT	Chimie industrielle
	G. CARPENI	Chimie
	Y. DOUCET	Physique
	JM. SOURIAU	Méthodes mathématiques de la physique
	J. METZGER	Chimie
	L. FOURES	Mathématiques
	D. MALE	Physique
	G. BODIOU	Mathématiques appliquées
	M. NAUDET	Chimie des corps gras
	P. BOUSQUET	Physique
	P. PESTEIL	Physique
	P. CASAL	Mécanique rationnelle et appliquée
	G. GOUVERNET	Géologie appliquée
	A. VISCONTI	Physique théorique
	A. BLANCHARD	Mathématiques générales

M. DUSSARDIER	Physiologie animale
P. QUEZEL	Botanique
E. CRAUSSE	Physique (Avignon)
A. JULG	Chimie théorique
S. TAXY (Mme)	Géologie historique
F. TESSIER	Géologie générale
ML. FURNESTIN (Mme)	Biologie animale
M. BERTRAND	Chimie
J. TROMPETTE	Physique
M. LAFFITTE	Chimie
R. FRAISSE	Mathématiques
C. BLANCHARD (Mme)	Mathématiques
R. NEGRE	Biologie végétale
R. COULON	Physique
R. KERN	Minéralogie
L. SIDERIADES	Physique
JM. SURZUR	Chimie organique
H. CHANTREL	Physique de l'espace
J. SOUGY	Géologie
J. HERVE	Electronique
H. BODOT	Chimie
J. CHOUTEAU	Physiologie animale
R. PHILIP	Physique
L. CAPELLA	Minéralogie
P. BILLARD	Mathématiques
M. BONNEAU	Mathématiques
JC. TRAYNARD	Chimie industrielle
C. CLARION (Mlle)	Mécanique des fluides
A. PONS	Botanique
A. GIRARDIE	Zoologie
JC. MAIRE	Chimie
M. SIMON	Physiologie animale
J. MANDELBROJT	Physique
JP. DAVID	Physique
M. BIZOUARD	Physique

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547004_0015

PROFESSEURS SANS CHAIRE

R. AMAR	Zoologie
L. DEVEZE	Biologie marine
F. BOREL	Techniques mathématiques de la physique
R. CHANDEBOIS (Mlle)	Biologie animale
H. GUENOCHE	Mathématiques appliquées
F. PECAUT (Mme)	Mathématiques (Avignon)
J. HENNEQUIN	Electronique
S. GUEIRARD (Mlle)	Pétrographie
C. FEUGEAS	Chimie
J. CABANE	Chimie
G. RASIGNI	Physique
S. COMBET	Chimie
R. GARRON	Physique expérimentale
M. CADILHAC	Physique
B. WAEGELL	Chimie
G. MARCHIS-MOUREN	Chimie biologie
F. HALBWACHS	Physique (Avignon)
R. PETIT	Physique
M. HUGON	Psycho-physiologie
M. PICHENOT (Mlle)	Biologie végétale
M. GILLET	Physique
JP. ROGGERO	Chimie (Avignon)
L. SARDA	Biochimie
C. ROMAN	Physiologie animale
A. GILLET	Mathématiques
S. MARTINUZZI	Physique

MAITRES DE CONFERENCES

H. PATIN	Chimie
J. CRESP	Biologie animale
M. BENARROCHE	Physique

H. TACHOIRE	Chimie
E. VINCENT	Chimie
L. VICENTE	Biologie animale
J. MANUCEAU	Mathématiques
R. GUERMEUR	Physique
M. DELAAGE	Biochimie
F. CATZIGRAS (Mlle)	Géologie
M. SIRUGUE (Mme)	Physique
H. MERDY	Physique
L. PUJOL	Chimie
A. LAVAGNE	Biologie végétale
J. GIUDICELLI	Biologie animale
M. FOUGEREAU	Biochimie
G. NOAT	Physiologie végétale
R. BOUDET	Mathématiques
R. STREIFF	Chimie
JP. BELAICH	Microbiologie
P. NEVILLE	Biologie végétale
JP. SOUBLIN	Mathématiques
S. DELACHE (Mme)	Mathématiques
C. FARDOUX	Chargé d'enseignement - Mathématiques
B. MORIN	Chargé d'enseignement - Mathématiques
B. BALLET	Chargé d'enseignement - Mathématiques (Avignon)

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à M. Th. Vogel, Directeur du Centre de Recherches Physiques qui m'a permis de réaliser ce travail, non seulement par les conseils qu'il n'a cessé de me prodiguer mais aussi pour la confiance qu'il m'a témoignée en me chargeant du Laboratoire des Ultrasons, mettant ainsi à ma disposition de nombreux moyens.

Je remercie aussi tous les membres du Laboratoire des Ultrasons, qui forment une équipe homogène et efficace grâce à laquelle j'ai pu mener à bien ce travail. Ne pouvant tous les nommer, je remercierai plus particulièrement Madame M.F. Bonnet qui s'est chargée de la dactylographie et du tirage ainsi que Monsieur Kurkdji qui s'est occupé de la présentation des dessins et nombreux graphiques.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur P. Bousquet qui a bien voulu accepter de présider mon jury et à Messieurs les Professeurs, G. Bonnet et P. Casal qui ont eu l'amabilité de s'intéresser à mon travail et de faire partie du jury.

Enfin, je citerai la D.R.M.E. qui m'a apporté un soutien utile dans le cadre d'une convention de travail et le service de Propagation du Laboratoire d'Acoustique sous-marine de la Marine Nationale pour sa collaboration sympathique.

- TABLE DES MATIERES -

INTRODUCTION GENERALE ..... p. 1

PREMIERE PARTIE

ETUDE STATISTIQUE DES HOULES OBTENUES EN CUVE .... p. 4

1-1.- Les caractères statistiques de la surface de la mer 4
1-2.- Simulation de la surface en cuve 14
1-3.- Etude statistique des états de surface 26

DEUXIEME PARTIE

LE CHAMP ACOUSTIQUE DIFFUSE PAR UNE SURFACE ALEATOIRE 54

2-1.- Calcul du champ réfléchi par le dioptre air-eau - Les hypothèses acoustiques 54
2-2.- Etude statistique du champ acoustique diffusé par une surface aléatoire - Les hypothèses statistiques 64
2-3.- Etude des conditions expérimentales 71
2-4.- Etude statistique de la diffusion spéculaire 76
2-5.- Etude par corrélation de la diffusion spéculaire 102
2-6.- Conclusions et remarques sur l'Albedo 109

TROISIEME PARTIE

3-1.- Introduction 115
3-2.- Principe de l'analyse spectrale par corrélation 116
3-3.- Le spectre de modulation de la surface 121
3-4.- Mesure des spectres de fréquences 124
3-5.- Conclusion 145

CONCLUSION GENERALE ..... p. 146

BIBLIOGRAPHIE 149

PUBLICATIONS DU LABORATOIRE SUR LA DIFFUSION ... 153

ANNEXES

ANNEXE 1-1 155

Dispositif de mesure des houles 155

ANNEXE 2-1 160

Tableau des valeurs de g 160

ANNEXE 2-2 161

Eléments absorbants en caoutchouc "ρc" 161

ANNEXE 2-3 163

Indicatrices de directivité 164

Surfaces couvertes par le faisceau ultrasonore incident 168

- INTRODUCTION GENERALE -

Un signal acoustique ou électromagnétique qui se propage dans un milieu hétérogène est altéré par des fluctuations d'amplitude et de phase. Le développement des radars et des sonars a rendu nécessaire l'étude des diverses causes de distorsion du signal. Parmi ces causes nous pouvons citer la réflexion diffuse sur les feuillets atmosphériques, la réflexion sur la surface de la mer ou de la terre ainsi que les phénomènes de diffusion dûs aux variations des propriétés du milieu dans lequel s'effectue la propagation.

En acoustique sous-marine, le milieu de propagation est limité par la surface et par le fond sur lesquels les ondes sonores viennent se réfléchir. Le mécanisme de cette réflexion est complexe. Dans certains cas, on cherche à tirer partie des réflexions pour transmettre l'énergie sonore à grandes distances. Dans d'autres cas, l'étude des trajets réfléchis apportera des renseignements précieux, par exemple sur la structure des couches profondes du fond : sondage sous-marin, sismique continue, etc ...

A ces effets utiles, il convient d'ajouter des effets nuisibles, comme la rétrodiffusion (réverbération) qui vient gêner l'écoute et la réception des signaux sonores, ainsi que des phénomènes de distorsion qui peuvent modifier profondément la forme du signal émis.

Nous limiterons notre étude à la seule réflexion d'une onde sonore par la surface de la mer. Celle-ci agitée sous l'action du vent, prend une configuration aléatoire, de sorte qu'un signal, reçu après réflexion, subit des fluctuations d'amplitude et de phase qui dépendent des propriétés de la surface. Une solution exacte du problème devient impossible à donner, nous ne pouvons plus définir que des quantités moyennes faisant appel à une description statistique de la surface et des ondes sonores reçues.

Les mesures en mer étant difficiles à mettre en oeuvre, et afin de mieux connaître le mécanisme de la réflexion diffuse, nous avons transposé sur un modèle réduit en cuve acoustique, les paramètres réels qui interviennent en mer : fréquence, longueur d'onde acoustique, états de la mer, etc .....

Dés lors, nous pouvons diviser notre étude en trois parties principales.

La première partie traitera des caractères statistiques de l'état de la mer et de la réalisation du modèle de surface, dans une cuve acoustique remplie d'eau. Ce modèle réduit va nous permettre de mesurer les paramètres qui interviennent dans le calcul du champ sonore diffusé. Ces paramètres seront comparés avec ceux obtenus en mer dans le cas réel.

La deuxième partie exposera les différentes méthodes théoriques à partir desquelles on peut calculer le champ acoustique diffusé.

Calculs numériques et résultats expérimentaux seront comparés.

Enfin, dans la troisième partie nous présenterons des résultats relatifs à l'analyse spectrale par corrélation des fluctuations d'amplitude et de phase du signal.

*

* *

*

- PREMIERE PARTIE -

ETUDE STATISTIQUE DES HOULES OBTENUES EN CUVE

1-1.- Les caractères statistiques de la surface de la mer

1-1-1.- La surface comme configuration aléatoire
1-1-2.- Le spectre d'énergie de la surface
1-1-3.- Le spectre de Neumann et Pierson

1-2.- Simulation de la surface en cuve

1-2-1.- La soufflerie et la cuve
1-2-2.- L'enregistrement des vagues
1-2-3.- Les paramètres du modèle réduit

1-3.- Etude statistique des états de surface

1-3-1.- Méthode de mesure
1-3-2.- Les densités de probabilité des vagues
1-3-3.- Les fonctions de corrélation
1-3-4.- Les spectres de fréquence
1-3-5.- Conclusion

*
* *
*

1-1.- LES CARACTERES STATISTIQUES DE LA SURFACE DE LA MER

1-1-1.- LA SURFACE COMME CONFIGURATION ALEATOIRE

Désignons par :

$$z = \zeta(x,y,t) \qquad (1\text{-}1)$$

la fonction aléatoire spatio-temporelle qui décrit les variations d'amplitude de la surface. Expérimentalement, la fonction ζ est obtenue par voie indirecte sous la forme d'un signal électrique aux bornes de sondes immergées en des points fixes, de sorte que les coordonnées d'espace deviennent des paramètres et que le signal ne dépend plus que du temps. Inversement, nous pourrions envisager un très grand nombre de sondes travaillant simultanément ; nous aurions alors un très grand nombre d'enregistrements, disons de "réalisations" de la surface. Si l'on fixe t soit $t = t_1$, alors la fonction (1-1) dépend de la coordonnée (x,y). L'étude statistique complète de (1-1) sera l'étude de toutes les fonctions $\zeta(t)$ correspondant aux différentes coordonnées (x,y) possibles (figure 1-1)

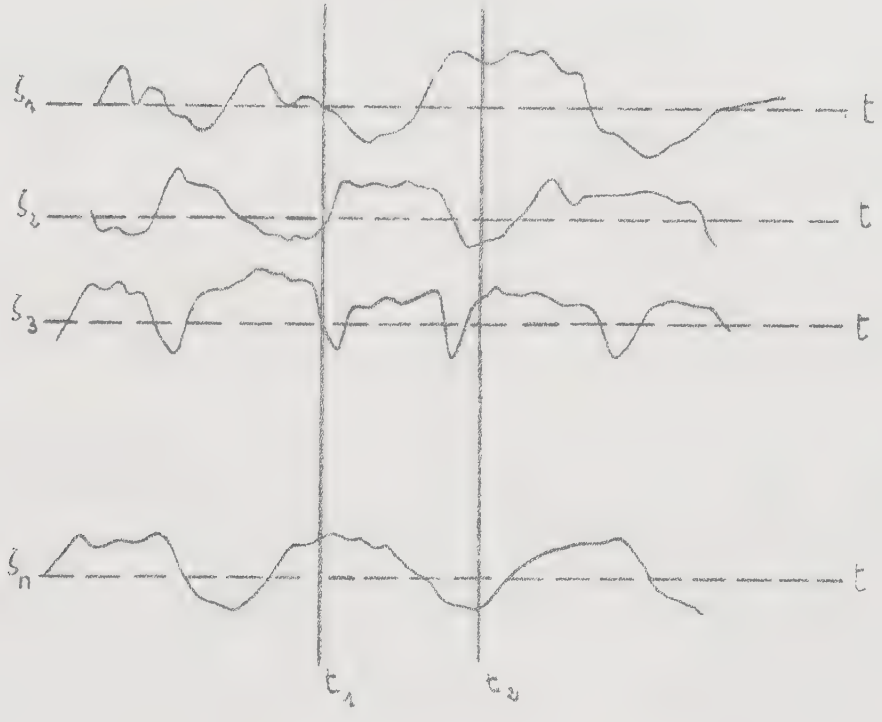
Une telle étude étant impossible, en pratique, nous limiterons notre connaissance à une "statistique du second ordre" [1] et nous supposerons la fonction (1-1) "stationnaire" et "ergodique". Voyons ce que ces hypothèses sous-entendent et montrons qu'elles apportent une grande simplification au problème des mesures.

a) - La statistique du deuxième ordre n'utilise que les deux premiers moments, à savoir : Le moment du premier ordre ou espérance mathématique.

$$E\left[\zeta(t)\right]$$

Le moment du deuxième ordre ou norme moyenne

$$E\left[|\zeta(t)|^2\right]$$



- Figure 1-1 -

d'où nous déduisons la variance, après centrage de la variable

$$\sigma^2(t) = E\left[|\tilde{\zeta}(t)|^2\right]$$

La norme moyenne représente presque toujours, dans les problèmes physiques, "la puissance moyenne" associée à la fonction aléatoire $\zeta(t)$ à l'instant t.

Si nous choisissons deux instants différents, t_1 et t_2, nous pouvons définir la covariance

$$\Gamma(t_1 , t_2) = E\left[\zeta(t_1)\ \zeta^*(t_2)\right]$$

où ζ^* est la quantité imaginaire conjuguée de ζ.

b) - L'hypothèse de stationnarité signifie que les propriétés statistiques du premier ordre de la fonction (1-1) restent invariantes dans le temps.

Reportons nous à la figure 1-1 nous pouvons alors écrire

$$E\left[\zeta(t_1)\right]_n = E\left[\zeta(t_2)\right]_n = c^{te}$$

les expressions ci-dessus sont des moyennes d'ensemble, égales à une constante dans ce cas.

Par contre la covariance ne dépend que de l'intervalle de temps

$$\tau = t_2 - t_1$$

$$C(\tau) = \Gamma(t_1, t_1+\tau) = E\left[\zeta(t_1)\ \zeta^*(t_1+\tau)\right]$$

elle s'identifie avec la fonction de corrélation $C(\tau)$. C'est bien effectivement ce que nous constatons sur le modèle réduit. Les phénomènes observés sont stationnaires, plusieurs enregistrements faits à des instants différents conduisent à des résultats identiques. Il importe de remarquer que ce régime stationnaire ne s'établit qu'après un certain temps de fonctionnement de la soufflerie.

c) - L'hypothèse d'ergodisme postule que les moyennes statistiques (moyennes d'ensembles) sont égales à des moyennes temporelles, c'est-à-dire que :

$$E\left[\zeta\right] = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T}\int_0^T \zeta(t)\ dt \qquad (1\text{-}2)$$

$$C(\tau) = E\left[\zeta(t)\ \ \zeta^*(t+\tau)\right] = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T}\int_0^T \zeta(t)\ \ \zeta^*(t+\tau)\ dt \qquad (1\text{-}3)$$

Ces relations sont fondamentales, puisqu'elles vont nous permettre de remplacer l'étude statistique d'ensemble par une étude localisée en fonction du temps.

Elles sont justifiées dans la mesure où les propriétés statistiques de la surface se conservent au cours de la propagation des vagues. Il se peut que cela ne soit pas toujours le cas pour des amplitudes de vagues très faibles où la viscosité, et la tension

superficielle de l'eau ne sont plus négligeables, ou bien pour des grandes vitesses de rotation de la soufflerie. Pour vérifier l'exactitude de ces hypothèses il faudrait prendre des vues photographiques du profil des vagues et en faire une étude statistique directe ; chaque cliché représenterait alors une réalisation particulière à l'instant t de la surface ; d'une réalisation à l'autre les propriétés statistiques devraient rester constantes. L'équipement actuel de la cuve ne permet pas cette vérification.

d) - Les densités de probabilité

Les différents moments d'une fonction aléatoire peuvent s'exprimer à partir de la densité de probabilité $p(\zeta)$ de cette fonction.

La densité de probabilité de la fonction ζ est telle que :

$$p(\zeta)\, d\zeta = Pr\left\{ z \in [\zeta, \zeta + d\zeta] \right\}$$

$p(\zeta)$ a la propriété d'être non négative, et d'avoir une norme égale à 1

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p(\zeta)\, d\zeta = +1$$

et les différents moments s'écrivent au moyen de $p(\zeta)$

$$E|\zeta| = \int_{-\infty}^{+\infty} \zeta\, p(\zeta)\, d\zeta$$

$$E[|\zeta|^2] = \int_{-\infty}^{+\infty} |\zeta|^2\, p(\zeta)\, d\zeta$$

Dans le cas des fonctions aléatoires de Laplace-Gauss, l'expression de $p(\zeta)$ est bien connue et s'écrit

$$p(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\, e^{-\frac{\zeta^2}{2\sigma^2}} \qquad (1\text{-}4)$$

Où σ représente la variance centrée.

Nous verrons par la suite comment déterminer $p(\zeta)$ et $C(\tau)$; ces deux expressions joueront un rôle important dans le calcul des champs acoustiques diffusés.

1-1-2.- LE SPECTRE D'ENERGIE DE LA SURFACE

L'expression la plus générale de la fonction de corrélation pour la surface de la mer s'écrit :

$$C(\tau,\rho) = \overline{\zeta(r,\ t)\ \ \zeta(r+\rho\ ;\ t+\tau)} \qquad (1\text{-}5)$$

d'après le théorème de Wiener-Khintchine, nous savons que la densité spectrale d'énergie est la transformée de Fourier de $C(\tau,\rho)$, de sorte que

$$\Phi(K,\omega) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\rho}\int_{\tau} C(\tau,\rho)_e^{\,i(K\rho-\omega\tau)}\, d\rho d\tau \qquad (1\text{-}6)$$

de même

$$C(\tau,\rho) = \int_{K}\int_{\omega} \Phi(K,\omega) e^{\,i(K\rho-\omega\tau)}\, dK d\omega \qquad (1\text{-}7)$$

le spectre Φ est un spectre à trois dimensions : 2 pour K, 1 pour ω ; c'est le spectre d'énergie de la surface : en effet, la fonction de corrélation (1-5) représente le déplacement quadratique moyen de la surface lorsque nous faisons $\rho = 0$ et $\tau = 0$

Pour des ondes de gravité, le produit

$$\frac{1}{2}\mu g\overline{\zeta^2} = \frac{1}{2}\mu g \int_{K}\int_{\omega} \Phi(K,\omega) dK\, d\omega \qquad (1\text{-}8)$$

est l'énergie potentielle moyenne.

Le spectre tridimensionnel étant difficile à manipuler, on distingue deux spectres plus simples : le spectre des nombres d'ondes à deux dimensions, et le spectre de fréquence à une dimension.

Ils sont définis comme suit :

a) - Le spectre des nombres d'ondes

Dans (1-5) faisons $\tau = 0$ il vient

$$C(\rho,t) = \int_K \int_\omega \Phi(K,\omega) e^{iK\rho}\, dK d\omega \qquad (1\text{-}9)$$
$$= \int_K \Phi(K) e^{iK\rho} dK$$

$\Phi(K)$ étant le spectre des nombres d'ondes à deux dimensions tel que

$$\Phi(K) = \int_\omega \Phi(K,\omega) d\omega = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_\rho \overline{\zeta(r,t)\ \ \zeta(r+\rho, t)} e^{-iK\rho} d\omega \qquad (1\text{-}10)$$

b) - Le spectre de fréquence

Il suffit de faire dans (1-5) $\rho = 0$; alors :

$$C(\tau, t) = \int_K \int_\omega \Phi(K,\omega) e^{i\omega\tau}\, dK d\omega \qquad (1\text{-}11)$$
$$= \int_\omega \tilde{\Phi}(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega$$

$\tilde{\Phi}(\omega)$ étant le spectre de fréquence à une dimension tel que

$$\tilde{\Phi}(\omega) = \int_K \Phi(K,\omega) dK = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\zeta(t)\ \ \zeta(t+\tau)} e^{i\sigma\tau} d\tau \qquad (1\text{-}12)$$

Ce dernier spectre est très facile à obtenir car nous pouvons l'évaluer à partir de tout enregistrement de $\zeta(t)$.

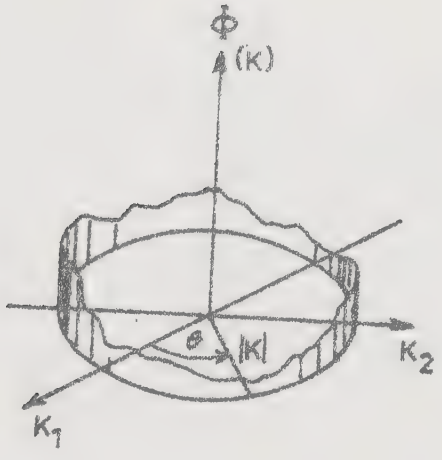
Pour des ondes de gravité en eau profonde nous avons :

$$\omega = \sqrt{gK}$$

et les spectres de fréquence et des nombres d'ondes sont liés par la relation

$$\tilde{\Phi}(\omega) = \frac{2\omega^3}{g^2} \int_0^{2\pi} \Phi(K,\theta) d\theta \qquad (1\text{-}13)$$

où K est le module du vecteur nombre d'onde et θ l'angle polaire (figure 1-2)



- Figure 1-2 -

A une fréquence ω donnée, il correspond une valeur |K| qui, toutes les directions de propagation étant possibles, est située sur un cercle de rayon K. Pour une direction θ donnée, il y a une valeur $\bar{\Phi}_\theta(|K|)$ du spectre des nombres d'onde ; d'après (1-13), $\tilde{\bar{\Phi}}(\omega)$ représente la contribution de toutes les valeurs possibles de $\bar{\Phi}(|K|)$ pour la fréquence ω.

1-1-3.- LE SPECTRE DE NEUMANN ET PIERSON

Les considérations précédentes sont toutes théoriques. Dans la réalité, les vagues prennent naissance sous l'action du vent. L'énergie est répartie dans une gamme de fréquences plus ou moins large ; cette répartition dépend des paramètres naturels tels que : la direction de l'action du vent par rapport à la direction de propagation des vagues, la force du vent, sa durée, la zone sur

laquelle son action se fait sentir etc ... C'est pourquoi, en 1953, Neuman [3] a proposé de rattacher le spectre d'énergie à la vitesse du vent et à sa direction.

A la suite des travaux de Neumann et Pierson, on note ce spectre :

$$\left[A(\omega,\theta)\right]^2$$

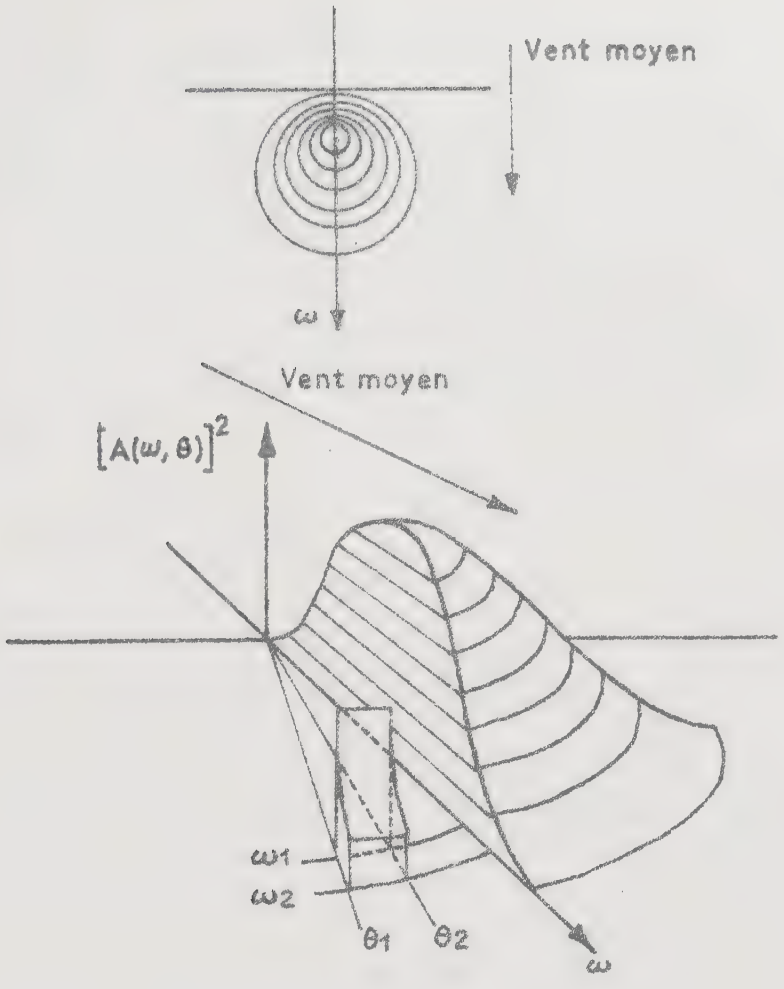
La définition de $\left[A(\omega,\theta)\right]^2$ est établie pour une surface aléatoire considérée comme la superposition d'un nombre très grand d'ondes sinusoïdales. Chaque composante ω dont la phase est répartie au hasard se propage à sa vitesse de groupe propre sur un éventail de directions d'autant plus vaste que les vagues ont subi des sautes de vents plus importantes. Seule la direction moyenne du vent est représentée sur la figure.

Le spectre $\left[A(\omega,\theta)\right]^2$ rend compte non seulement de l'énergie correspondant à la fréquence ω, mais aussi de la direction suivant laquelle cette énergie se propage, au contraire du spectre de fréquence $\tilde{\Phi}(\omega)$, qui donne l'énergie venant de toutes les directions possibles. Nous avons :

$$\int_{-\pi}^{+\pi} \left[A(\omega,\theta)\right]^2 \, d\theta = \tilde{\Phi}(\omega)$$

Le spectre $\left[A(\omega,\theta)\right]^2$ est toujours positif sur le plan (ω,θ); il est situé dans le demi plan "sous le vent", puisque la totalité de l'énergie créée par le vent se déplace sous le vent. La figure (1-3) extraite de l'ouvrage de B. Kinsman illustre ces propositions.

Dans le cas de la soufflerie où les directions du vent et de propagation des vagues sont constantes et parallèles nous utilisons uniquement le spectre $\left[A(\omega)\right]^2$



- Figure 1-3 -

A partir de résultats expérimentaux et de considérations énergétiques, Neuman en donna en 1953 l'expression empirique suivante :

$$\left[A(\omega)\right]^2 = \frac{C}{\omega^6} \; e^{-\frac{2g^2}{\omega^2 U^2}} \qquad (1\text{-}14)$$

g : accélération de la pesanteur

U : vitesse du vent mesurée à 10 m au-dessus de la surface de la mer.

C : constante expérimentale = $4{,}8.10^4 cm^2 s^{-5}$

Toutefois assez rapidement de nombreux désaccords entre les relevés expérimentaux et le spectre de Neumann furent constatés. Celà provient certainement des méthodes de mesure et d'analyse de la mer ainsi que des difficultés que l'on rencontre à bien définir des paramètres tels que vitesse du vent, durée d'action du vent, dimensions de la zone d'action etc ..... C'est pourquoi certains auteurs ont proposé des formes différentes pour le spectre d'énergie. Par exemple Roll et Fischer en 1956 proposeront la forme suivante :

$$\left[A(\omega)\right]^2 = \frac{B}{\omega^5}\ e^{-\frac{2g^2}{\omega^2 U^2}} \qquad (1\text{-}15)$$

où $B = 1{,}4\ m^2\ s^{-4}$

forme modifiée par Burling en 1959 [4]

Ces formules empiriques correspondent en général à une situation expérimentale. Afin d'obtenir une relation plus générale H. Walden [5] a alors proposé d'exprimer le spectre d'énergie de la mer sous la forme réduite :

$$S_H^2(f) = S_H^2(f_0)\left(\frac{f}{f_0}\right)^{-m} e^{-\frac{m}{n}\left[\left(\frac{f}{f_0}\right)^{-n} - 1\right]} \qquad (1\text{-}16)$$

avec les notations de H. Walden où $S_H^2(f_0)$ représente la valeur du maximum du spectre d'énergie, f_0 étant la fréquence correspondante. f^{-m} traduit le comportement des composantes hautes fréquences du spectre, m et n déterminent la forme du spectre. Pour le spectre de Neumann nous prendrons $m = 6$ et $n = 2$.

Le problème, maintenant, consiste pour nous à réaliser un modèle réduit possédant des caractères statistiques comparables à ceux que l'on rencontre en mer. Nous allons mesurer les densités de probabilité, les fonctions de corrélation et calculer les spectres d'énergie correspondant à différents régimes du modèle.

*

* *

*

1-2.- SIMULATION DE LA SURFACE EN CUVE

1-2-1.- LA SOUFFLERIE ET LA CUVE

Les vagues prennent naissance et croissent sous l'effet du vent ; c'est pourquoi nous avons choisi de les produire sur le modèle réduit au moyen d'une soufflerie disposée suivant le grand axe d'une cuve acoustique remplie d'eau. La figure 1-4 montre en coupe la cuve et ses installations.

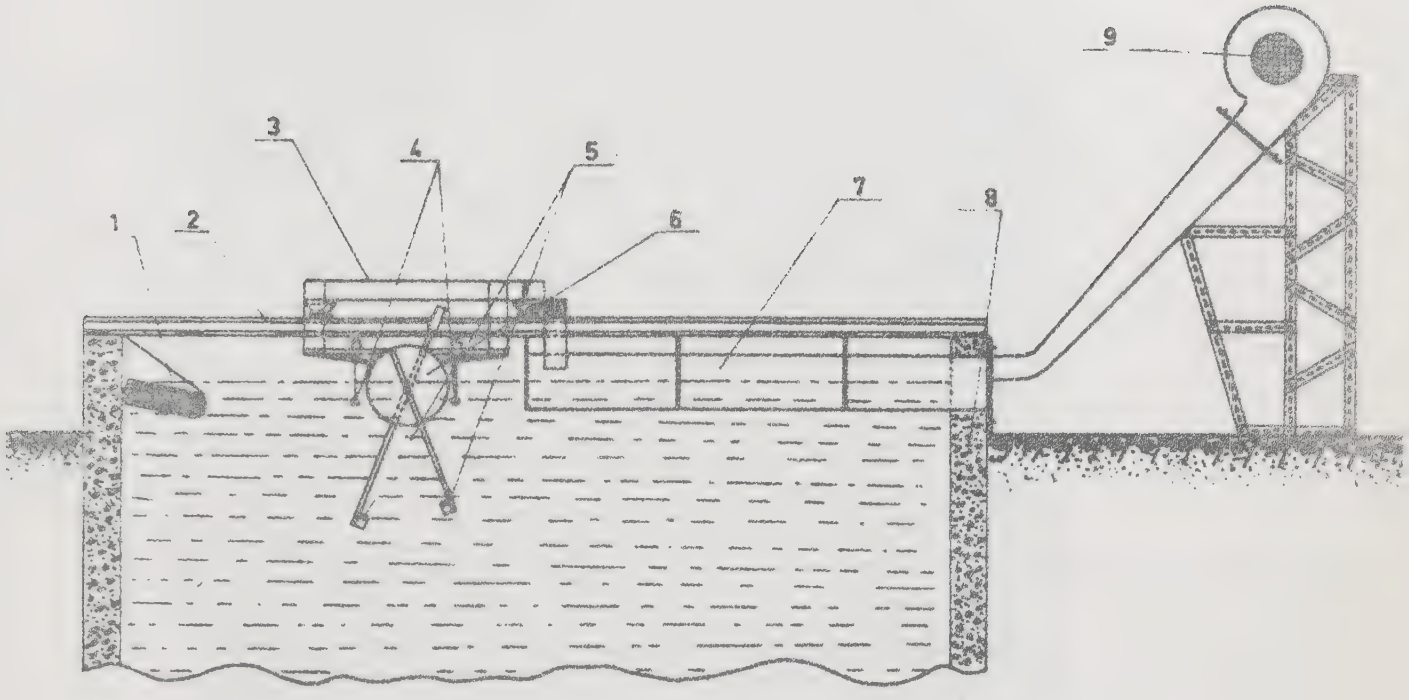
La soufflerie comprend un tunnel à vent de 2,50 mètres de long, 0,60 mètre de large et 0,10 mètre de hauteur au dessus de la surface de l'eau. Une de ses extrêmités débouche sur la zone de mesure , l'autre extrémité est fermée sur un ventilateur centrifuge ayant un débit maximum de 2 600 m^3/heure à 1 500 tours/minute. Ce débit correspond à une vitesse du vent de l'ordre de 12 ms^{-1} pour la section du tunnel de 0,60 x 0,10 mètre.

La vitesse de rotation du ventilateur, contrôlée au moyen d'un tachymètre électronique, est règlable de manière continue. Elle permet de passer graduellement de 400 tr/mn à 1 500 tr/mn, et de disposer de vitesses de vent s'échelonnant de 4 à 12 ms^{-1}.

Sur les côtés de la cuve, nous avons disposé des amortisseurs de houle afin d'éviter les réflexions parasites.

Ils sont constitués de copeaux de chlorure de polyvinyle maintenus dans des paniers en grillage plastique. D'une profondeur de 50 cm environ sur une épaisseur de 15 cm, leur inclinaison par rapport au plan d'eau de la cuve, peut être modifiée afin d'obtenir le minimum de réflexion.

Avec ce dispositif, l'amplitude des vagues réfléchies peut être réduite de moitié par rapport à l'amplitude réfléchie par le mur de la cuve. La figure 1-5 montre une vue de la plage absorbante.



- Figure 1-4 -

1) Amortisseurs de houle,

2) Rails,

3) Pont roulant,

4) Sondes résistives (enregistrement des houles),

5) Emetteurs-récepteurs à ultrasons,

6) Mécanisme d'entrainement des émetteurs à ultrasons,

7) Tunnel à vent,

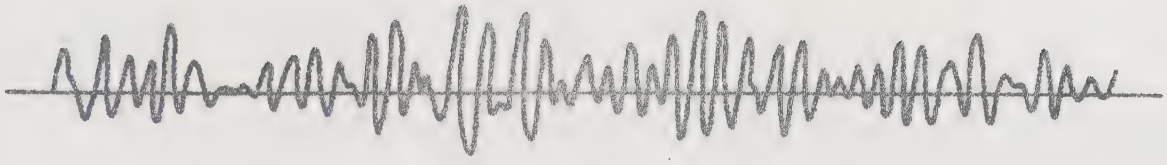
8) Cuve,

9) Ventilateur de la soufflerie.

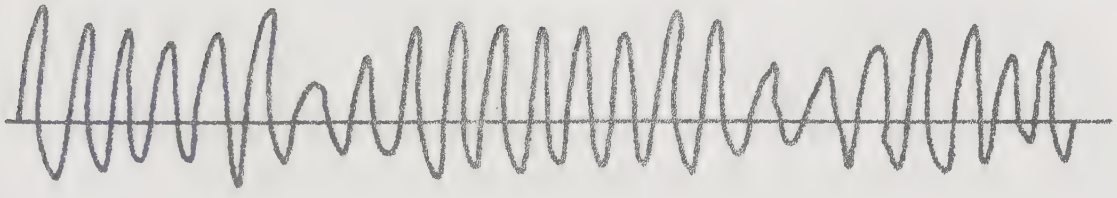
Plage absorbante

- Figure 1-5 -

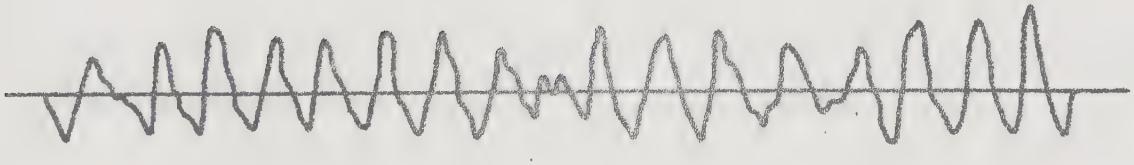
480 t/mn



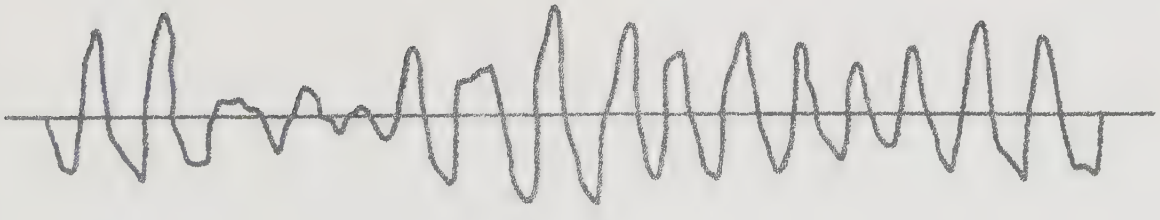
720 t/mn



960 t/mn



1200 t/mn



- Figure 1-6 -

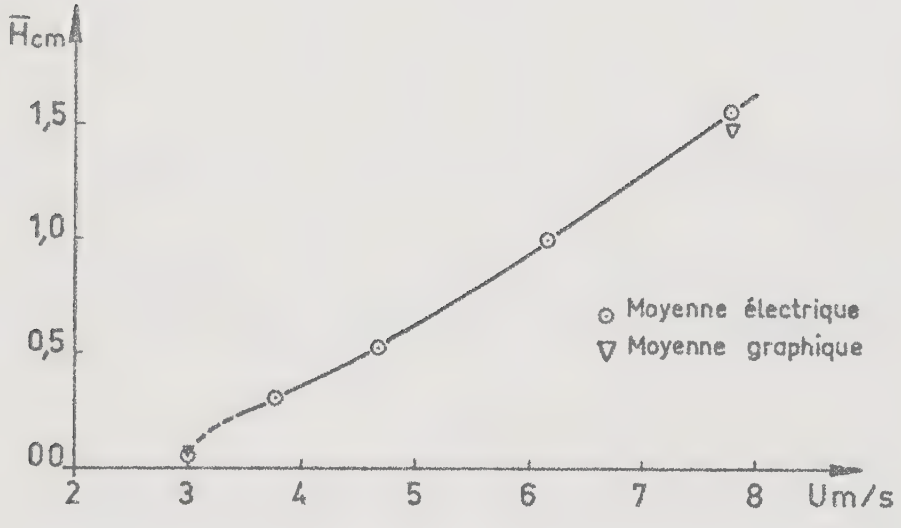
1-2-2.- L'ENREGISTREMENT DES VAGUES

Les amplitudes des vagues sont mesurées à l'aide de sondes résistives en acier inoxydable (la conception et la réalisation des sondes et de l'électronique font l'objet de l'annexe 1-1). La tension électrique recueillie à leurs bornes est proportionnelle aux variations d'amplitude des vagues. Ces variations peuvent être contrôlées sur l'écran d'un oscilloscope à mémoire. Ce contrôle permanent permet d'ajuster à tout instant les niveaux électriques nécessaires aux traitements statistiques ultérieurs. De plus, nous pouvons aussi obtenir des enregistrements graphiques de ces variations sur un enregistreur galvanométrique Séfram du type rapidgraph. Ce galvanomètre a une bonne réponse entre 0 et 40 Hertz, borne bien supérieure aux fréquences des vagues obtenues qui se situent entre 1 Hz et 10 Hz.

A titre d'exemple la figure 1-6 donne l'allure des variations de l'amplitude de la surface pour les quatre vitesses de soufflerie suivantes : 480, 720, 960 et 1 200 tr/mn.

Nous remarquons que les enregistrements présentent une dissymétrie qui s'accentue quand la vitesse du vent augmente. Ce premier résultat qualitatif est en accord avec la réalité, puisque à mesure que l'amplitude des vagues augmente les crêtes deviennent plus aigues sans toutefois atteindre la forme cycloïdale limite de la houle de Gerstner [6]

A partir d'enregistrements du type de ceux de la figure 1-6 nous avons déterminé les valeurs moyennes $\bar{H}$ des hauteurs de vagues. La figure 1-7 illustre ces variations en fonction de la vitesse du vent.


$\bar{H}_{cm}$
1,5
1,0
0,5
0,0
2
3
4
5
6
7
8
Um/s
Moyenne électrique
Moyenne graphique

- Figure 1-7 -

Pour le point correspondant à 480 tr/mn, le régime des houles est instable.

Le modèle réduit produit des vagues de petites amplitudes, et la tension superficiélle de l'eau peut éventuellement intervenir dans les résultats obtenus. La vitesse de propagation correspondant aux ondes de gravité

$$V^2 = g \frac{\lambda}{2\pi} \qquad (1\text{-}17)$$

n'est pas valable pour des ondes de faibles amplitudes qui obéissent à une loi plus complexe :

$$V^2 = \frac{g\lambda}{2\pi} + 2\pi \frac{J}{\rho\lambda} \qquad (1\text{-}18)$$

Où J et ρ représentent la tension superficielle et la densité de l'eau.

On montre [6] que la longueur d'onde limite entre les ondes de gravité et les ondes capillaires est de l'ordre de :

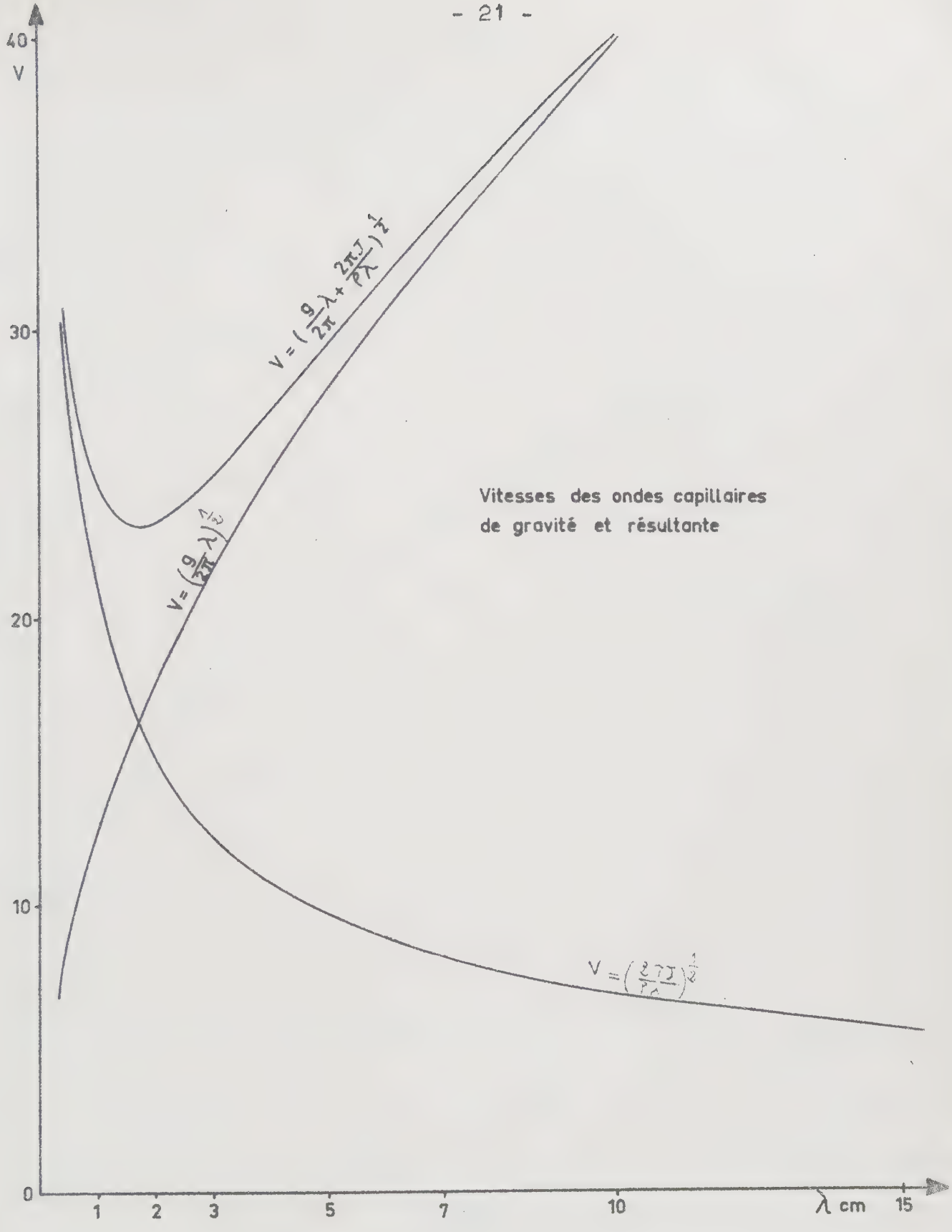
$$\lambda = 1{,}7 \text{ cm}$$

Au dessous de cette valeur le deuxième terme de la formule (1-18) est prépondérant, pour les longueurs d'onde supérieures à cette valeur c'est le premier terme qui n'est autre que (1-17), la vitesse des ondes de gravité.

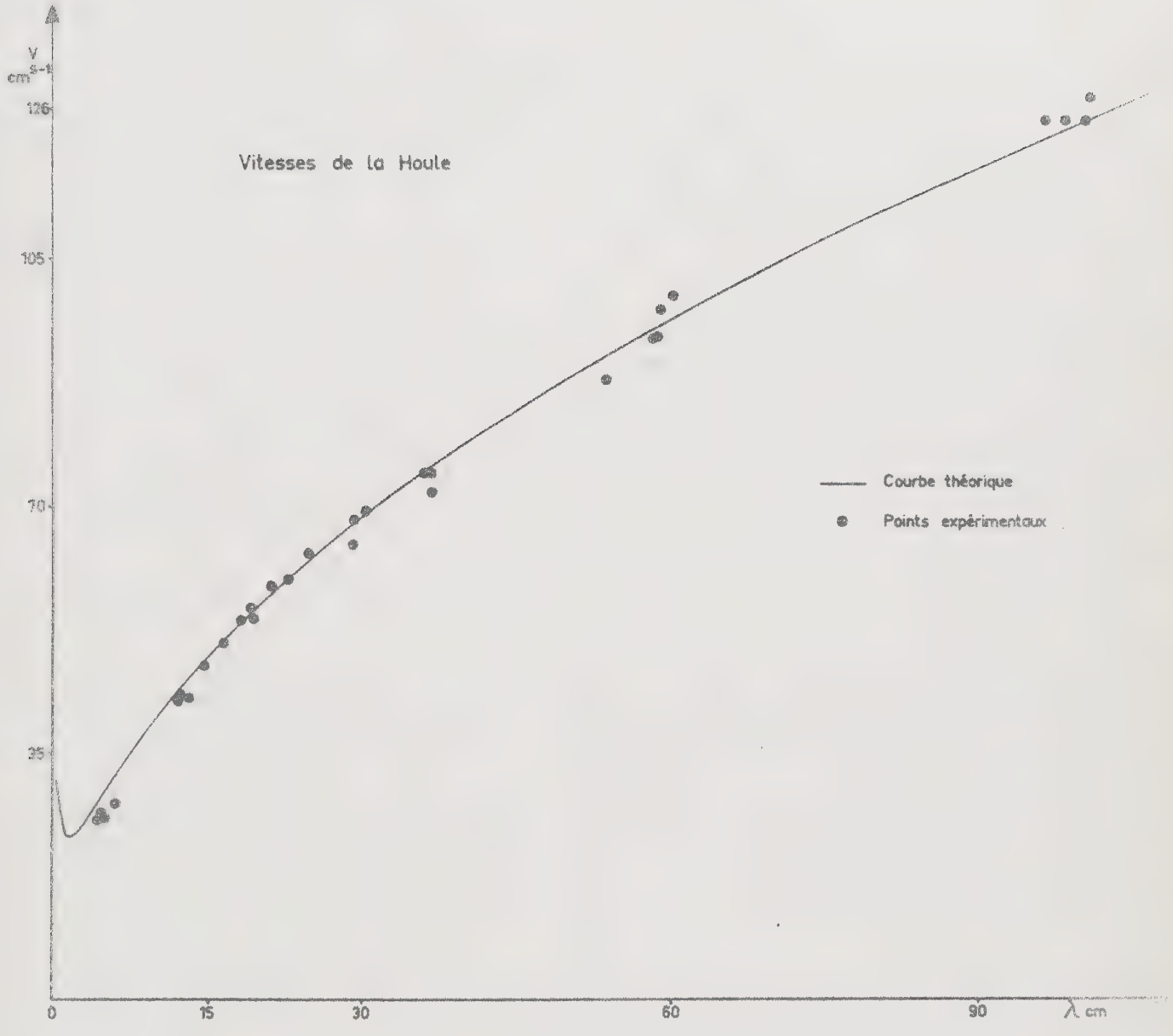
Les variations de V en fonction de λ sont représentées sur la figure 1-8A, les vitesses correspondant aux ondes de gravité se placent sur la branche ascendante de la courbe résultante.

Pour les différents régimes de la soufflerie nous avons obtenu les points expérimentaux de la figure 1-8 B.

Ils correspondent à la partie ascendante de la courbe 1-8 A. montrant ainsi que nous sommes toujours en régime d'onde de gravité.


40
V
30
20
10
0
1
2
3
5
7
10
λ cm
15
$V=\left(\frac{g}{2\pi}\lambda+\frac{2\pi J}{\rho\lambda}\right)^{\frac{1}{2}}$
$V=\left(\frac{g}{2\pi}\lambda\right)^{\frac{1}{2}}$
$V=\left(\frac{2\pi J}{\rho\lambda}\right)^{\frac{1}{2}}$
Vitesses des ondes capillaires
de gravité et résultante

- Figure 1-8 A -


V
cm s-1
126
105
70
35
Vitesses de la Houle
Courbe théorique
Points expérimentaux
0
15
30
60
90
λ cm

- Figure 1-8 B. -

1-2-3.- LES PARAMETRES DU MODELE REDUIT : CHOIX D'UN FACTEUR D'ECHELLE

Nous devons maintenant transposer les paramètres réels rencontrés en mer, aux paramètres du modèle réduit.

En acoustique sous-marine les fréquences utilisées sont comprises entre 1 kHz et 10 kHz (Détection Sous-Marine). Les caractéristiques des vagues sont données par des tables des états de la mer [7]

Nous allons comparer les longueurs d'ondes acoustiques avec les hauteurs moyennes de vagues, puis calculer les fréquences transposées, compte tenu des hauteurs obtenues en cuve.

Choisissons une fréquence acoustique moyenne de 5 kHz. La vitesse du son dans l'eau étant de 1 500 ms^{-1} ; la longueur d'onde correspondante est 30 cm.

A l'aide d'une table des états de la mer, nous pouvons dresser le tableau suivant :

PARAMETRES REELS			PARAMETRES TRANSPOSES		
VENT	Hcm	H/λ	F(MHz)	H/λ	Hcm soufflerie
1	2,4	0,08	f < 0,1		
2	10	0,33		0,3	0,5
3	30	1	0,1		
4	88	2,93		3,2	5
5	210	7		3	0,5
6	400	13,3			
7	700	23,4	1		
8	1130	38		32	5

- TABLEAU 1-1 -

La force du vent est indiquée dans l'échelle Beaufort, H est la hauteur significative des vagues. Les hauteurs significatives correspondant à des vents de force 2 et 8 sont dans un rapport 100.

En cuve, la soufflerie permet d'obtenir des hauteurs de vagues comprises entre 0,5 et 5 cm, soit dans un rapport 10. En conséquence la dynamique des paramètres du modèle réduit ne permet pas de couvrir la dynamique des paramètres réels. Pour conserver le rapport H/λ pour toutes les hauteurs significatives (colonne 3 du tableau 1-1) nous devrons choisir plusieurs fréquences ultrasonores. Par exemple, les fréquences de 100 kHz et de 1 MHz correspondent à des rapports H/λ voisins des rapports réels, les facteurs de réduction sont de 20 et 200.

A condition de disposer de plusieurs fréquences ultrasonores nous sommes donc en mesure de simuler toutes les situations réelles du tableau 1-1.

Nous allons maintenant faire une étude statistique de quelques états de surface correspondant à des hauteurs significatives comprises entre les valeurs limites 0,5 et 5 cm que permet la soufflerie.

Nous choisirons les paramètres de réglage suivants :

Rotation de la Soufflerie tr/mn	480	600	720	960	1 200
Vitesse du vent * ms^{-1}	3	3,77	4,66	6,16	7,78
Amplitude des vagues cm	0,5	0,9	1,2	2	5

* (Cette vitesse est mesurée à 25 cm de la sortie de la soufflerie)

qui combinés aux différentes longueurs d'onde ultrasonore permettent d'obtenir toutes les valeurs désirées du rapport H/λ.

Par exemple, pour une fréquence de 100 kHz, il correspond une longueur d'onde de 1,5 cm. Avec la soufflerie réglée sur 480 tr/mn nous obtenons $H/\lambda = 0,33$ qui représente un vent de force 2 pour une fréquence sonar de 5 kHz.

De même avec une fréquence de 80 kHz ($\lambda = 1,87$ cm) nous obtenons avec la soufflerie réglée sur 1 200 tr/mn, le rapport $H/\lambda = 2,68$ voisin du vent de force 4 pour une fréquence sonar de 5 kHz.

*

* *

*

1-3.- ETUDE STATISTIQUE DES ETATS DE SURFACE

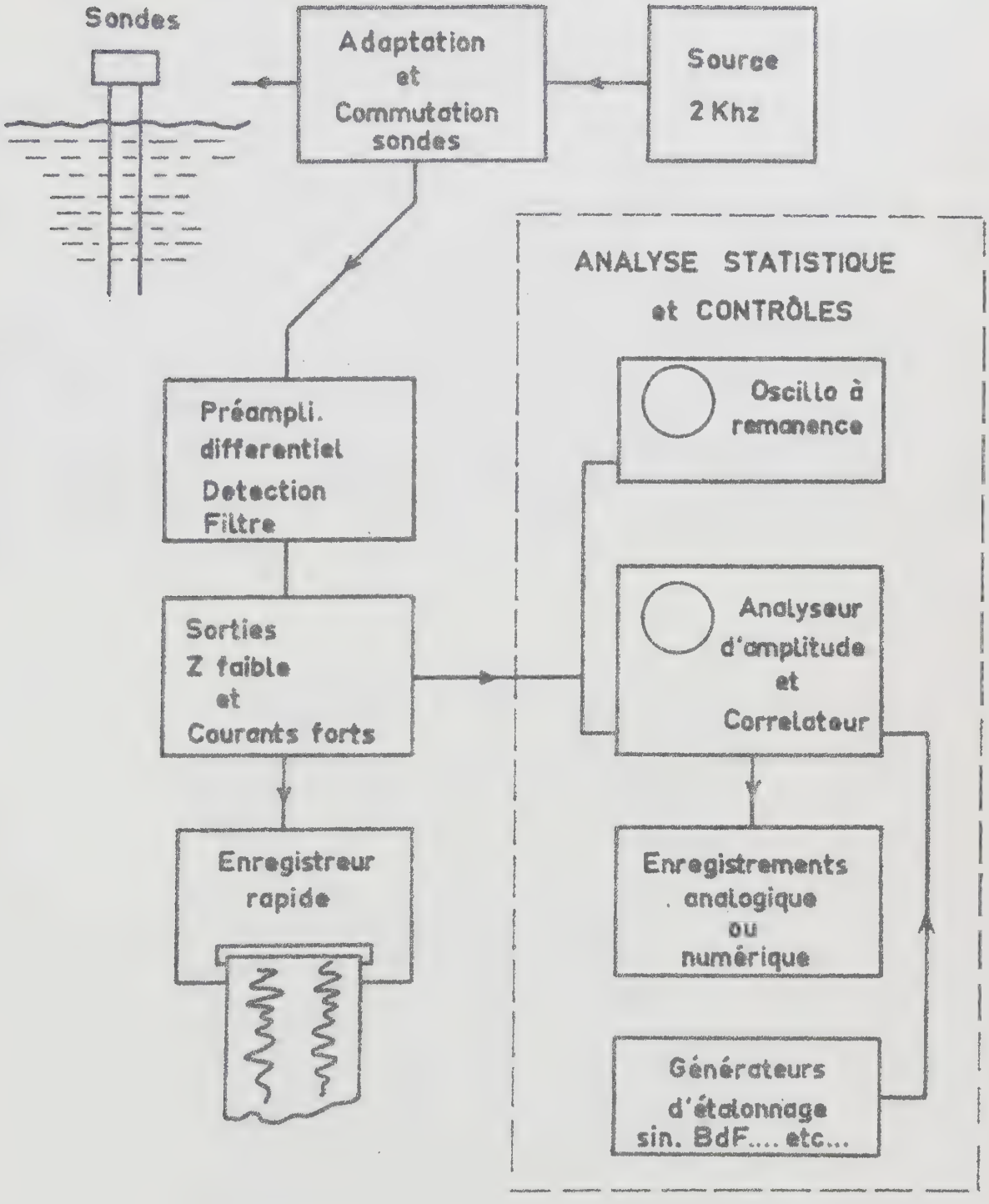
1-3-1.- METHODE DE MESURE

Les variations d'amplitude de la surface sont mesurées à l'aide de sondes résistives (Paragraphe 1-2-2). Le signal électrique issu des sondes est envoyé à l'entrée d'un analyseur multicanaux "Intertechnique DIDAC 800", suivant le schéma de mesure de la figure 1-9.

L'analyseur permet d'effectuer suivant le choix du tiroir d'entrée ; soit une étude statistique d'amplitude, soit le calcul des fonctions de corrélation et d'intercorrélation.

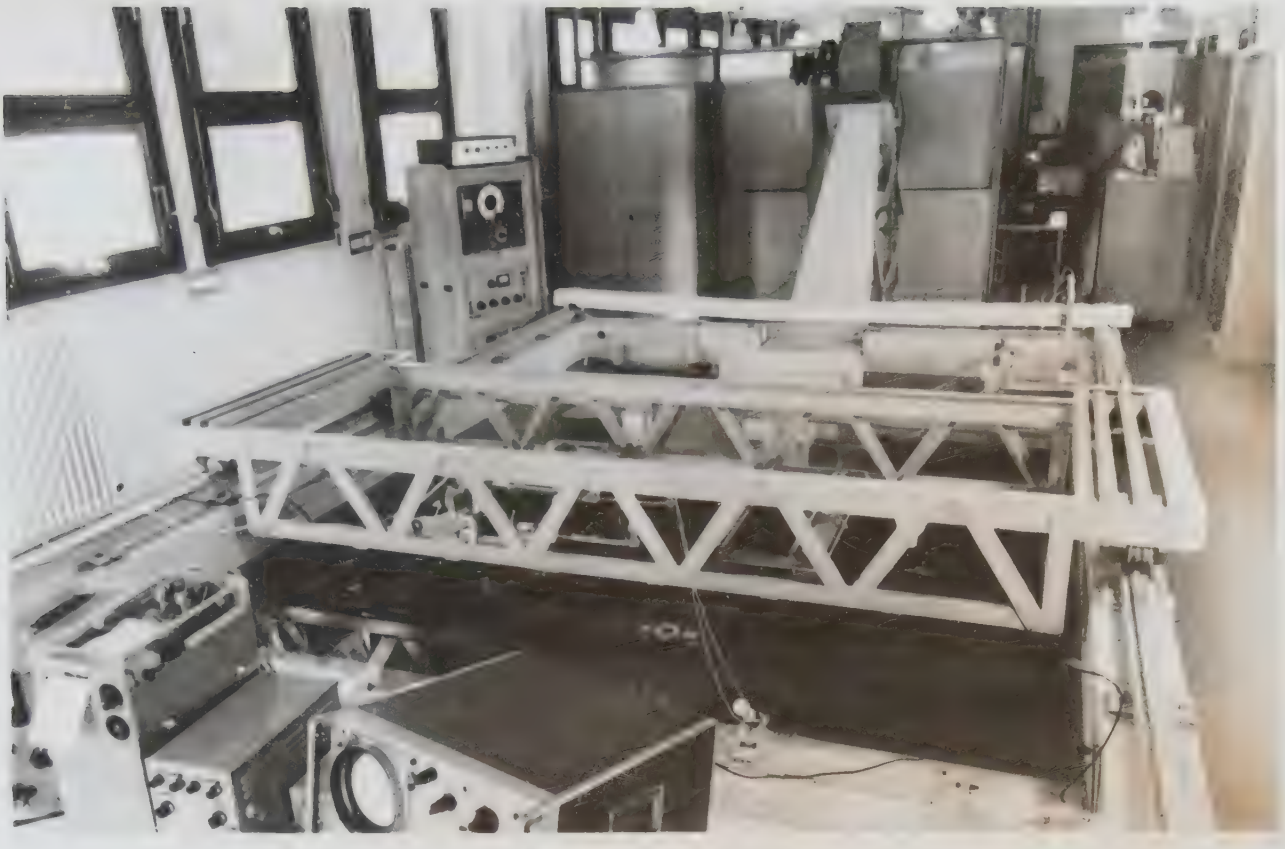
La figure 1-10 montre une vue générale de l'installation, les appareils de contrôle et de traitement du signal.

La figure 1-11 est une photographie de la surface agitée. On distingue les deux sondes résistives et leur chariot.



Dispositif schématique des appareillages de mesures.

- Figure 1-9 -



- Figure 1-10 -

- Figure 1-11 -

1-3-2.- LES DENSITES DE PROBABILITE DES VAGUES

Pour obtenir ces densités de probabilité, une sonde résistive sensible aux variations d'amplitude des dénivellations de la surface est placée suivant l'axe de la soufflerie à 80 cm de la sortie du tunnel. Le signal analogique issu de la sonde et proportionnel aux variations de dénivellation est envoyé à l'entrée de l'analyseur statistique.

Le signal est tout d'abord échantillonné à une cadence faible afin d'assurer l'indépendance statistique entre échantillons. Ces échantillons sont ensuite classés suivant leur grandeur par le sélecteur. Ce dernier classe dans le canal j les échantillons dont la valeur est comprise entre x_j et $x_j + \Delta x$ et fournit le nombre d'impulsions enregistrées dans chacun d' eux. Un tube cathodique permet de visualiser le résultat. Nous obtenons ainsi une estimation de la densité de probabilité.

$$p(x)dx = Pr\left[x_j < x \leqslant x_j + dx\right]$$

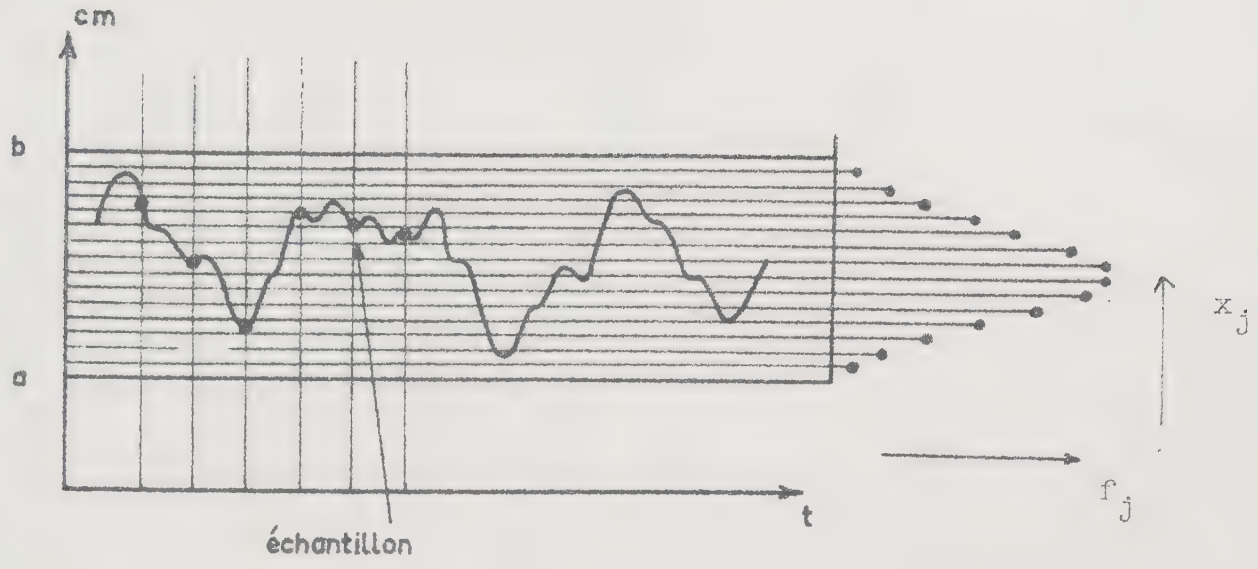
Soit [a, b] les valeurs extrêmes du signal à analyser, K le nombre de canaux du sélecteur, nous écrivons :

$$dx = \frac{b - a}{K}$$

Si f_j est le nombre d'échantillons enregistrés dans le canal j et n le nombre total d'échantillons, nous obtenons :

$$\tilde{p}(x)dx = \tilde{p}(x_i)\ \frac{[b - a]}{K} = \frac{f_i}{n} \qquad (1\text{-}19)$$

La figure 1-12 ci-dessous illustre le principe de cette analyse.



- Figure 1-12 -

a) Analyse d'amplitude

On dispose donc de la fonction densité de probabilité sous forme discrète. Les x_j représentent les hauteurs des vagues positives ou négatives par rapport à la surface au repos, les f_j comptent le nombre d'échantillons ayant la hauteur x_j.

Les f_j sont fonction de la durée d'analyse du signal, ils augmentent avec elle, il en résulte que la densité de probabilité estimée n'est pas normée.

Les valeurs des x_j et des f_j sont ensuite enregistrées sur bandes perforées afin d'être traitées par ordinateur.

A partir des $f_j(x_j)$ nous calculons la moyenne :

$$\bar{X} = \frac{\sum f_j \, x_j}{\sum f_j} \qquad (1\text{-}20)$$

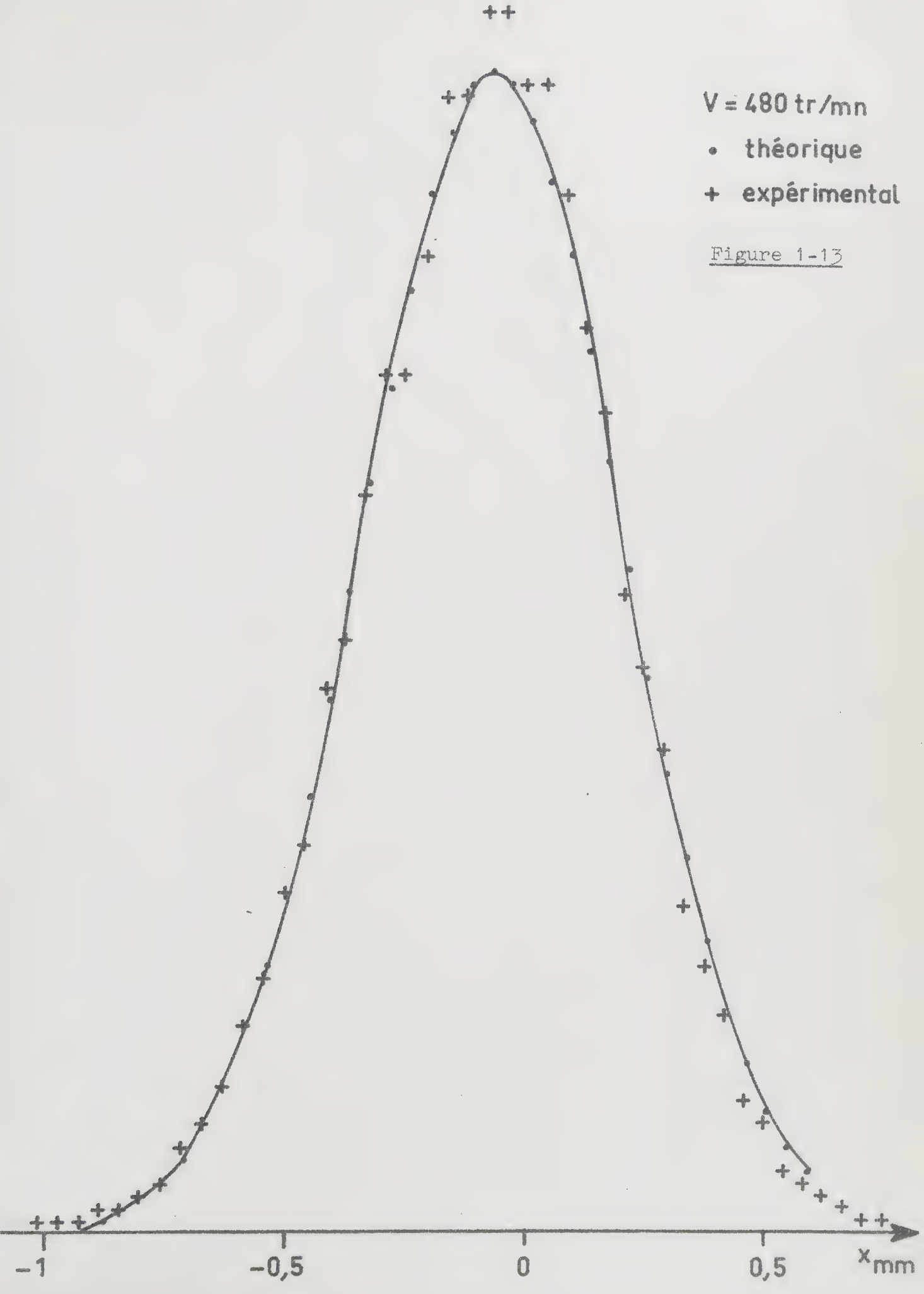


Figure 1-13

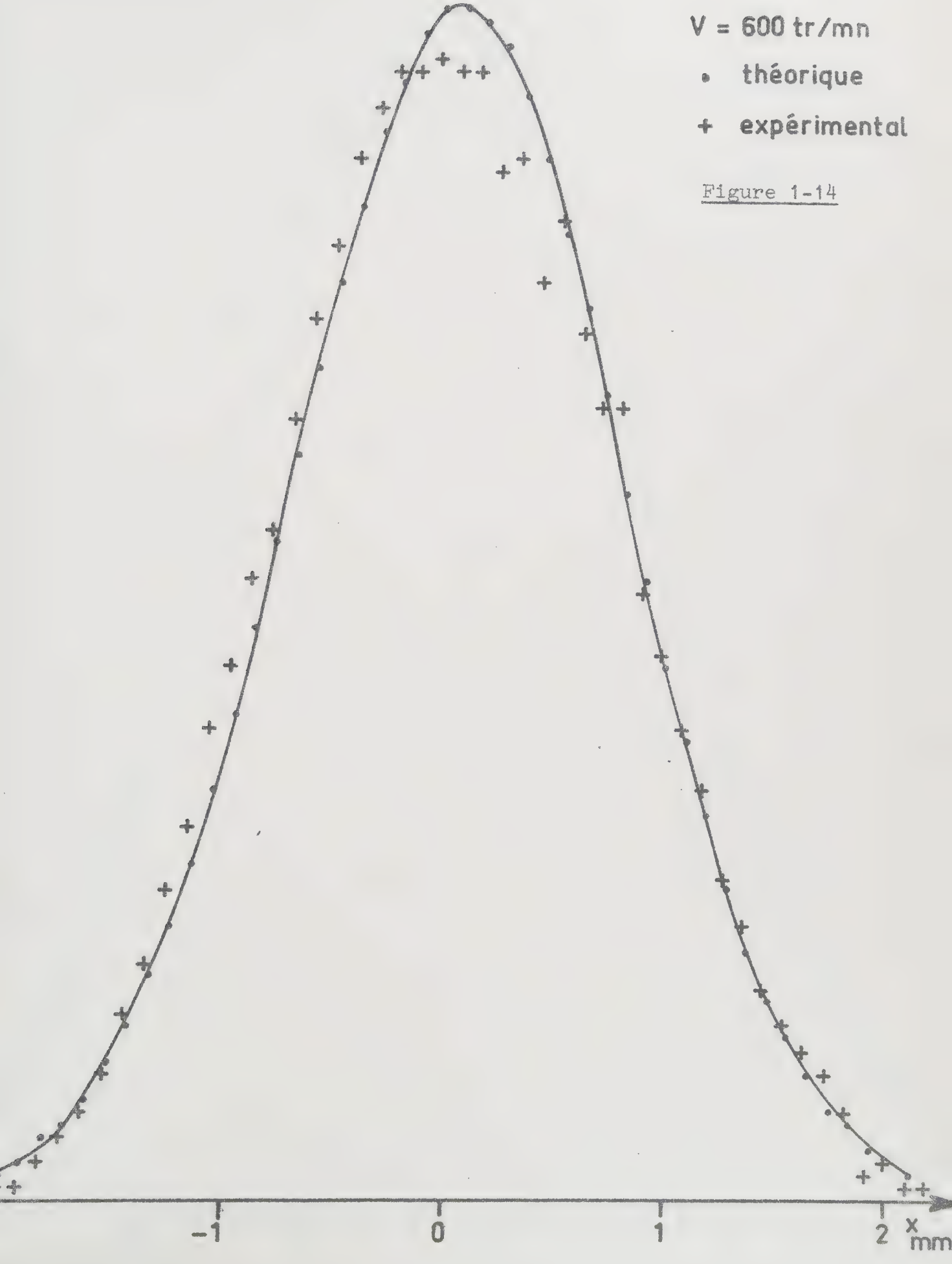


Figure 1-14

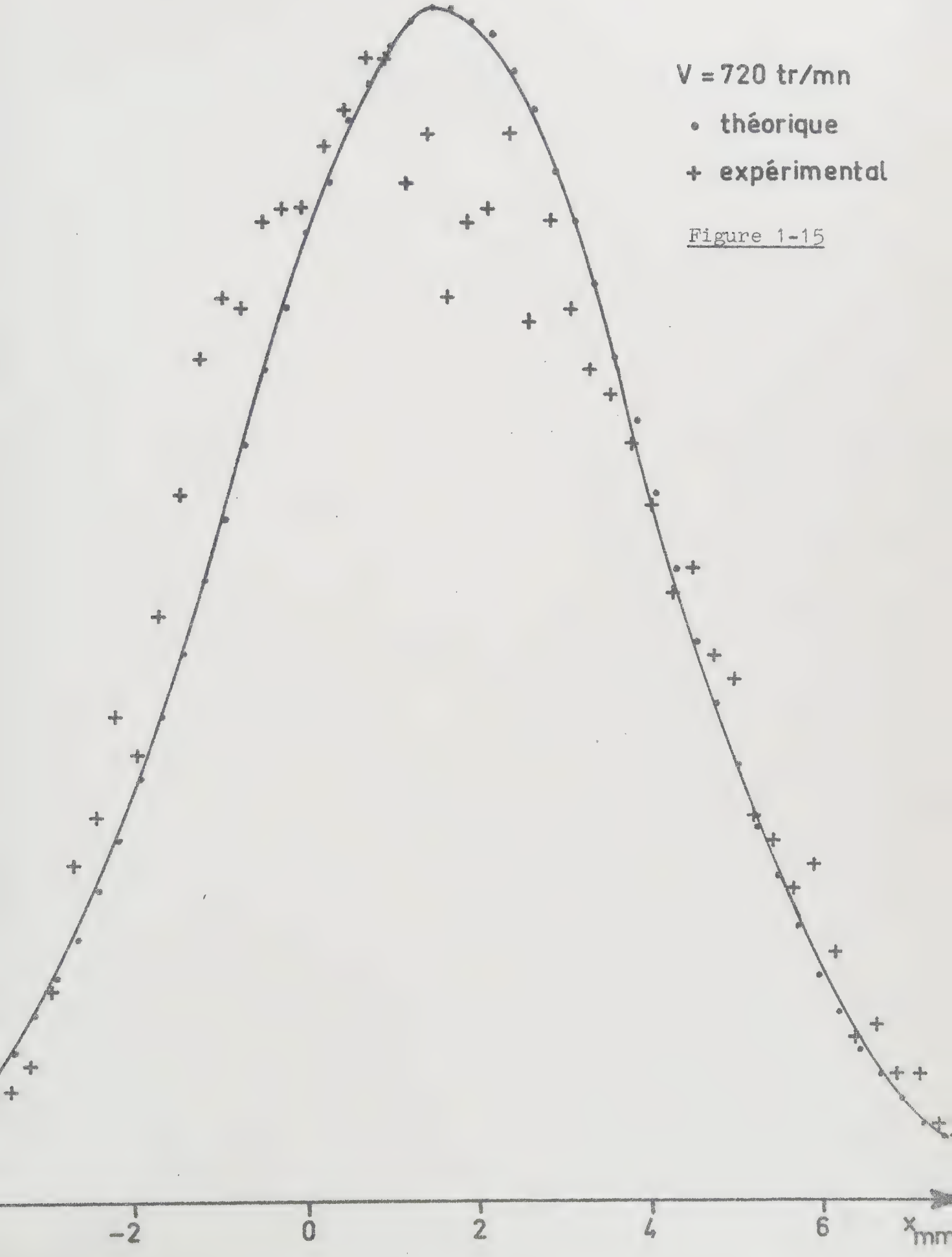


Figure 1-15

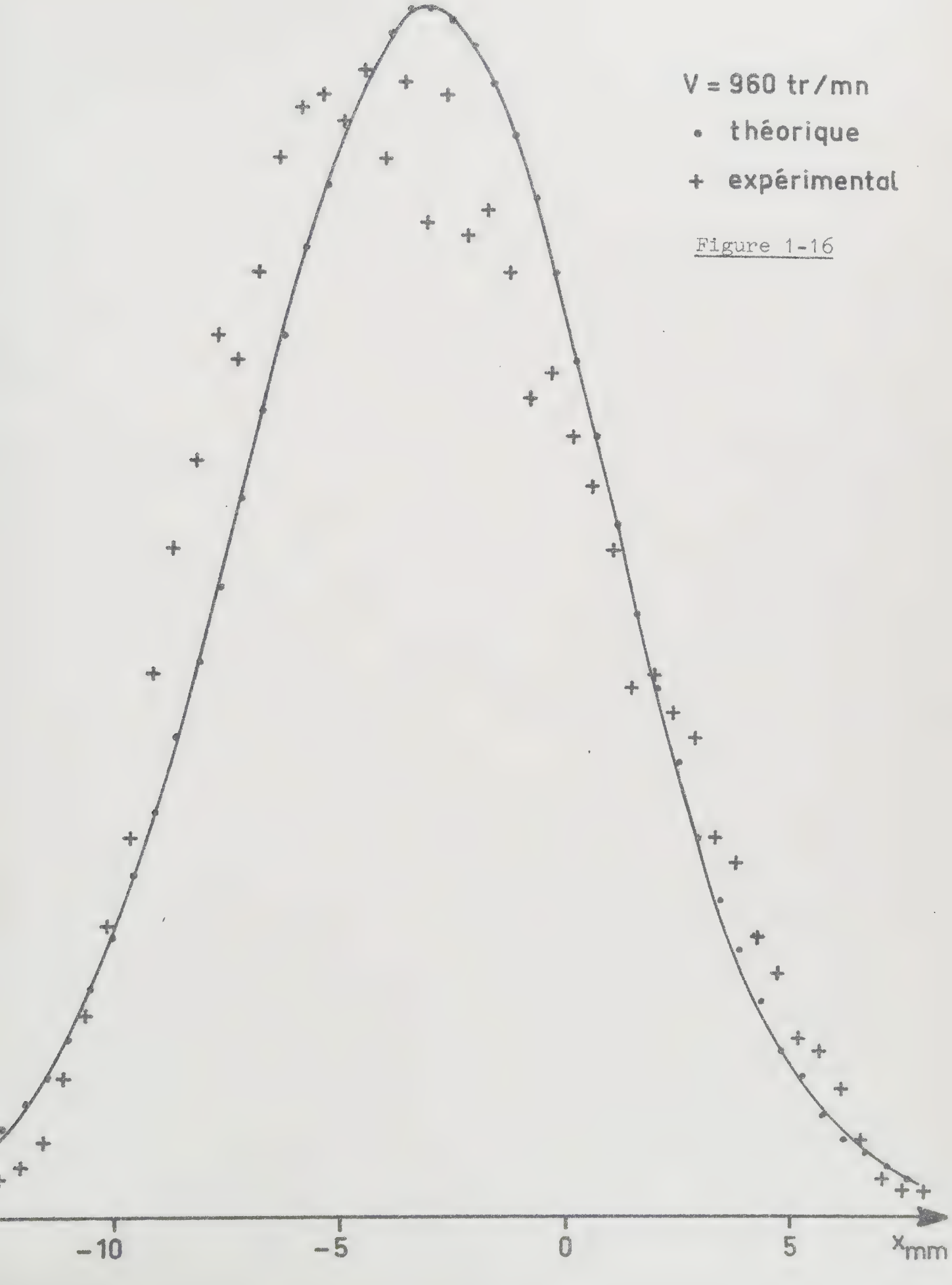


Figure 1-16

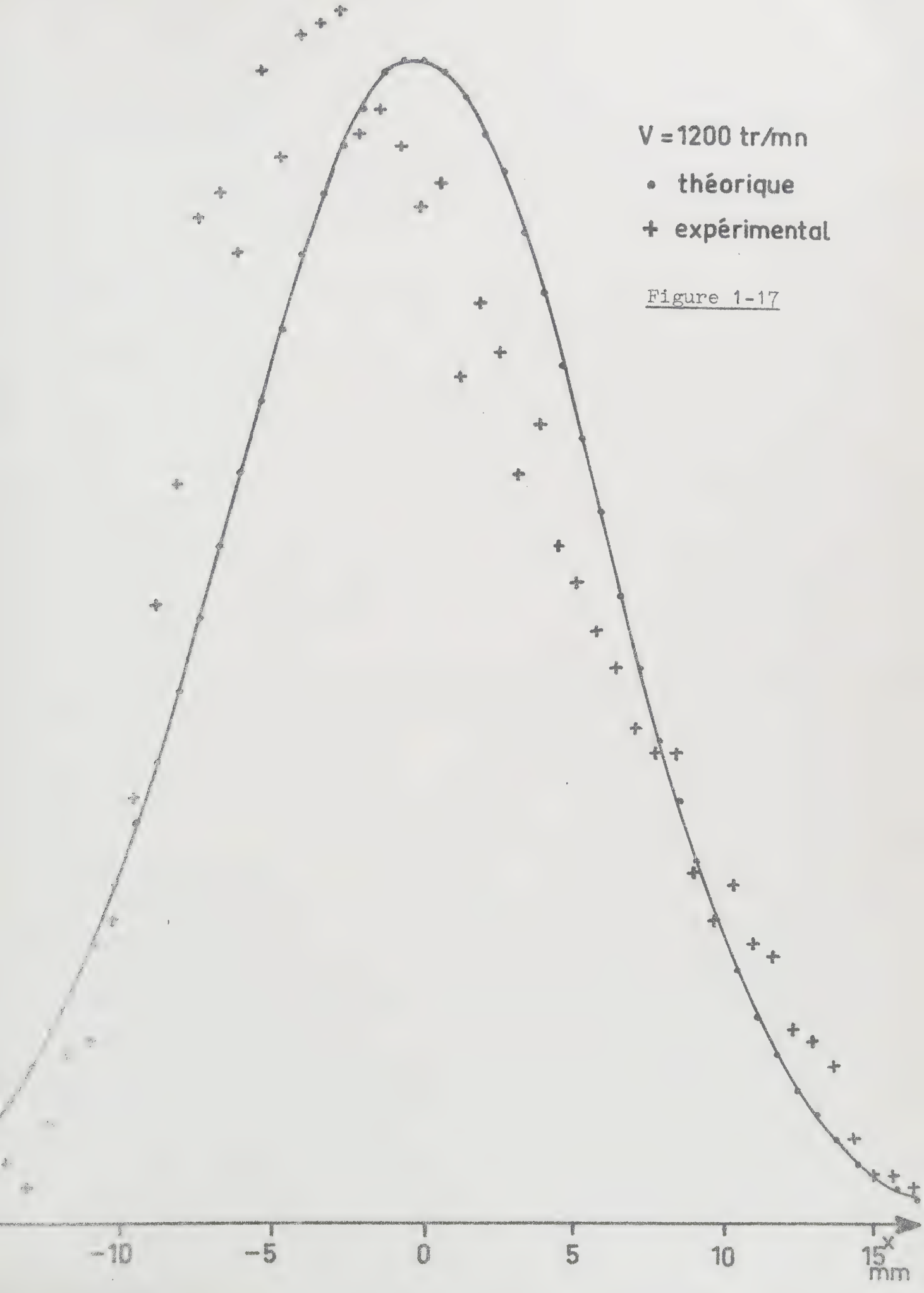


Figure 1-17

La variance centrée

$$\sigma_s^2 = \frac{\sum f_j (x_j - \bar{X})^2}{\sum f_j} \qquad (1\text{-}21)$$

d'où l'on déduit l'écart type σ_s

Le coefficient de dissymétrie

$$\gamma_1 = \frac{\sum f_j (x_j - \bar{X})^3}{(\sum f_j)\sigma_s^3} \qquad (1\text{-}22)$$

Le coefficient d'excès

$$\gamma_2 = \frac{\sum f_j (x_j - \bar{X})^4}{(\sum f_j)\sigma_s^4} - 3 \qquad (1\text{-}23)$$

Nous comparons ensuite la loi de probabilité expérimentale à la loi réduite de Laplace - Gauss

$$G(t_j) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t_j^2}{2}}$$

b) Résultats obtenus

Le programme PRØBA en Fortran permet les calculs ci-dessus ainsi que le tracé des lois expérimentales et de la loi normale.

La loi expérimentale obtenue dans tous les cas avec 10.000 échantillons mesurés toutes les 15 millisecondes, est tracée sur les figures 1-13 à 1-17.

Nous avons rassemblé dans le tableau 1-2 les paramètres correspondant aux différents états de surface.

Vitesse	480	600	720	960	1.200
Ecart type mm	0,28	0,75	2,43	4,13	6,27
Dissymétrie	+ 0,14	0,23	0,27	0,26	0,43
Excès	- 0,08	- 0,12	- 0,36	- 0,47	- 0,3

- TABLEAU 1-2 -

Nous constatons :

a / Que l'écart type de la surface augmente avec la vitesse du vent.

b / Que le coefficient de dissymétrie augmente avec la vitesse du vent. Nous avions déjà constaté cette dissymétrie sur le signal analogique de la figure 1-5. Le maximum de probabilité se déplace vers les amplitudes négatives, ce qui montre que les crêtes sont plus aiguës que les creux (c'est conforme à la théorie de Gerstner et à la 3e approximation de Stokes).

c / Les coefficients d'excès sont négatifs, ils augmentent en valeur absolue avec la vitesse du vent. Les valeurs de ces coefficients sont plus fortes que celles trouvées par B. Kinsman [8]. Mais il faut noter que les résultats de Kinsman sont obtenus avec des fetches de l'ordre de 2 Km (Round Bay de la Severn River).

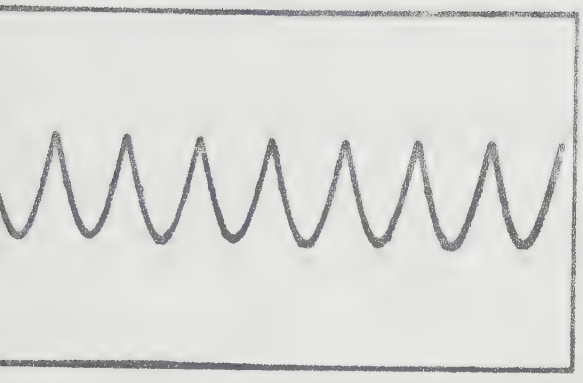
Dans la cuve le facteur d'échelle et les dimensions réduites de la soufflerie agissent comme un filtre. En fait, tout se passe comme si nous avions à faire à deux densités superposées : une densité correspondant à la cycloïde, l'autre à des variations aléatoires d'amplitudes. Nous pouvons réaliser assez simplement un signal ayant un sommet aigu, par exemple une sinusoïde redressée à double alternance ; si nous la mélangeons à du bruit, donné par un générateur

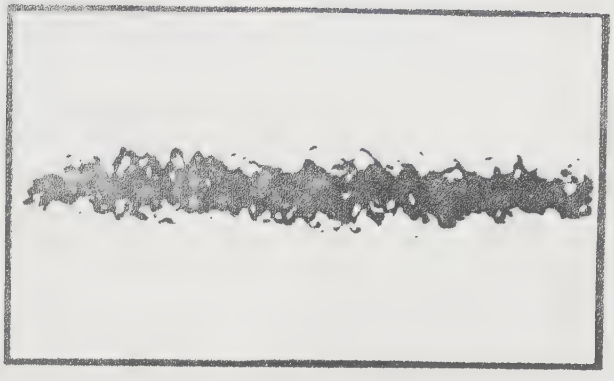
de bruit, nous obtenons des densités de probabilité semblables à celles obtenues avec les vagues. La figure 1-18 schématise le processus. Le signal redressé (Photo supérieure gauche) possède une densité de probabilité ayant une branche asymptotique du côté des amplitudes négatives. Mélangé à un bruit Gaussien (Photo supérieure droite) nous obtenons un signal dont la densité de probabilité résultante a l'allure donnée par la photo inférieure. Par rapport à la densité de Gauss-Laplace, le maximum de probabilité s'est déplacé du côté des amplitudes négatives. C'est ce mécanisme que nous avons observé dans la cuve et que Kinsman avait déjà noté dans ses mesures. :

"It is found that the characteristic departure of the observed distribution of water heighs from the Gaussian consists of an elevation of the positive tail, a depression of the negative tail, and a shiftinf of the mode toward negative values. The deformation is more pronounced for shorter fetches and lighter winds".

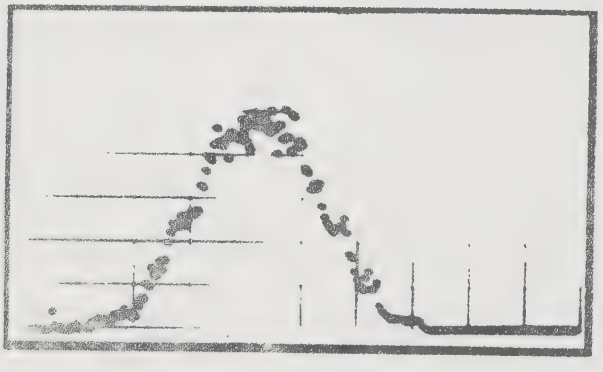
SIGNAL

BRUIT

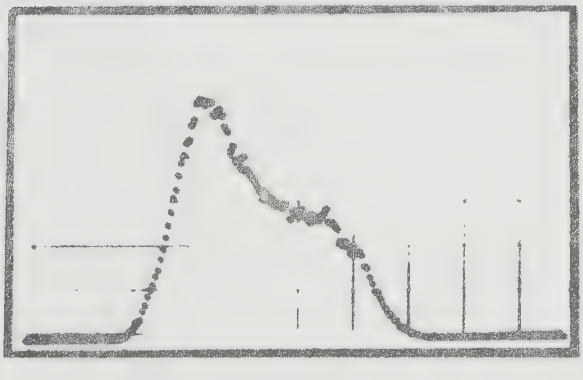




DENSITE DE PROBABILITE



DENSITE RESULTANTE



- Figure 1-18 -

1-3-3.- LES FONCTIONS DE CORRELATION DES VAGUES

Les fonctions d'autocorrélation des vagues sont obtenues à partir des signaux analogiques issus des sondes. Elles sont calculées à l'aide du corrélateur numérique de l'analyseur statistique.

a / Calcul des fonctions de corrélation

L'analyseur réalise l'opération.

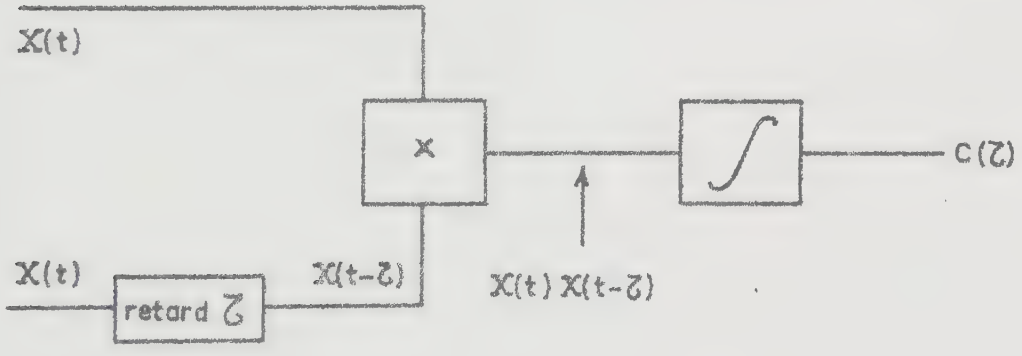
$$C(\tau) = \frac{1}{T}\int_{t_1}^{t_1+T} X(t)\, X(t-\tau)dt \qquad (1\text{-}25)$$

où X(t) est une fonction aléatoire du temps,

τ le retard variable,

T le temps d'intégration pendant lequel on effectue la mesure.

L'opération de corrélation se résume par le diagramme suivant :



La fonction X(t) est échantillonnée ; chaque échantillon est placé dans une mémoire mesure ; tous les calculs se font en numérique, et ne commencent que lorsque la mémoire mesure est pleine.

La fonction de corrélation échantillonnée s'écrit :

$$C(\tau_i) = \frac{1}{T}\sum_{j=o}^{j=T/\theta} X(j\theta)\, X(j\theta - \tau_i) \qquad (1\text{-}26)$$

Le corrélateur est tel que $\tau_i = K\theta$, θ devient le pas de $C(\tau)$ on a alors

$$j = T/\theta$$

et

$$C(k\theta) = \frac{1}{T} \sum_{j=0}^{j=T/\theta} X(j\theta) \; X \left[(j - k)\theta\right] \qquad (1\text{-}27)$$

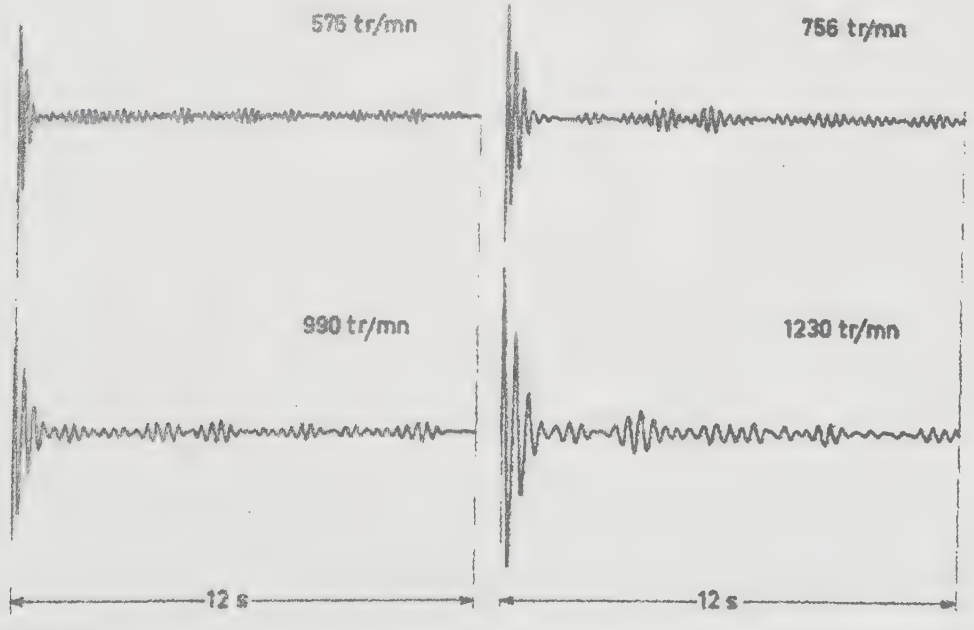
La multiplication par 1/T n'est pas faite par le corrélateur. L'appareil calcule en définitive :

$$C_{xx}(k\theta) = \sum_{j=0}^{j=T/\theta} X(j\theta) \; X \left[(j - k)\theta\right] \qquad (1\text{-}28)$$

La fonction de corrélation est visualisée sur l'écran d'un tube cathodique. L'analyseur est muni de sorties numériques ou analogiques permettant d'obtenir les résultats sur des bandes ou des cartes perforées par une imprimante ou une perforatrice, en vue d'une utilisation ultérieure sur ordinateur, par exemple. La sortie analogique donne un enregistrement graphique des résultats obtenus.

La figure 1-19 montre quatre fonctions d'autocorrélation obtenues dans les conditions suivantes :

retard incrémental 40 ms
durée du calcul 120 s
nombre de points calculés 300.



Autocorrelation de la houle

- Figure 1-19 -

Ces fonctions de corrélation présentent une allure périodique rapidement amortie. La présence de maximums secondaires successifs est due aux réflexions des vagues sur les parois de la cuve. Nous les avons diminuées en plaçant des absorbeurs le long des parois.

La période des vagues croit lorsqu'on augmente le débit de la soufflerie.

Par intercorrélation des signaux issus de deux sondes placées suivant l'axe de la soufflerie nous avons déduit la vitesse de propagation des vagues. Ces valeurs sont voisines de celles que l'on peut calculer à l'aide de la formule :

$$c = \frac{g}{2\pi} T \qquad (1\text{-}29)$$

donnant la vitesse de propagation des ondes de gravité en fonction de leur période.

Le tableau 1-3 résume l'ensemble de ces résultats.

Soufflerie	PARAMETRES				
	Mesurés			Calculés	
Tr/mn	f Hertz	C cm s^{-1}	λ cm	C cm	λ cm
480	6,98	23,8	3,4	22,4	3,2
600	5,5	29,8	5,4	28,4	5,5
720	3,95	34,5	8,75	39,5	10
960	3,26	41	12,5	47,8	14,7
1 200	2,79	50,5	18	56	20

- Tableau 1-3 -

Le bon accord entre les valeurs calculées et les valeurs mesurées justifie la validité du modèle que nous avons réalisé.

1-3-4.- LA DETERMINATION DU SPECTRE DE FREQUENCE

Nous avons vu dans la première partie de cet exposé, que, d'après le théorème de Wiener-Khintchine, la transformée de Fourier de la fonction de corrélation n'était pas autre chose que le spectre de puissance de la houle. Ce spectre n'est qu'une estimation du spectre réel, puisqu'il est obtenu à partir d'une fonction qui n'est connue qu'en certains points.

Soit $\zeta(t)$ le signal électrique obtenu aux bornes d'une sonde. Il est enregistré pendant une durée T et échantillonné.

1) Le pas d'échantillonnage τ fixe la fréquence de coupure ; ou fréquence de Nyquist

$$f_c = \frac{1}{2\tau} \tag{1-30}$$

2) Ensuite nous calculons la fonction de corrélation en m points ; m fixe la résolution. Les raies du spectre seront espacées de :

$$\Delta f = \frac{1}{2.\tau.\ m} \tag{1-31}$$

Soit $C_m(m.\tau)$ cette fonction de corrélation.

3) Puisque $C(\tau)$ est symétrique par rapport à l'origine, nous ne prendrons que la transformée de Fourier en cosinus soit :

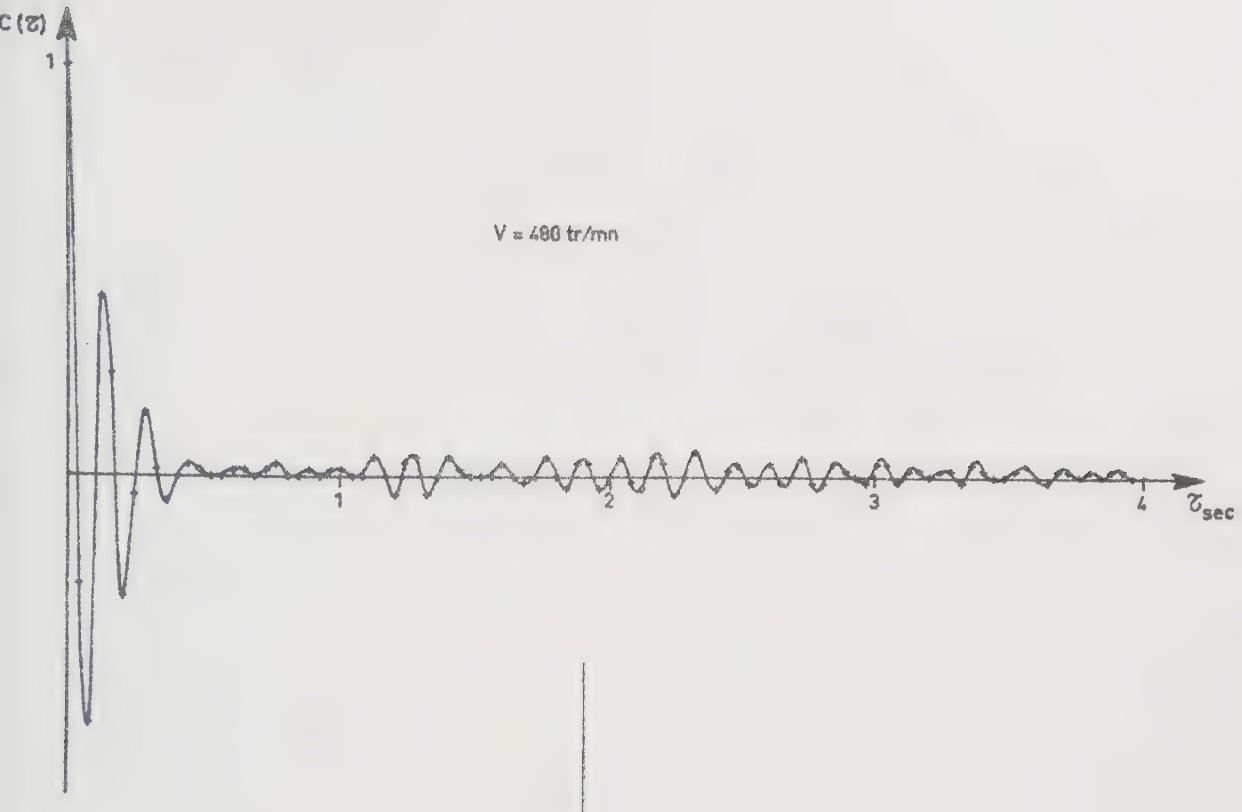
$$\tilde{\Phi}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} C(\tau) \cos \omega\tau \, d\tau \tag{1-32}$$

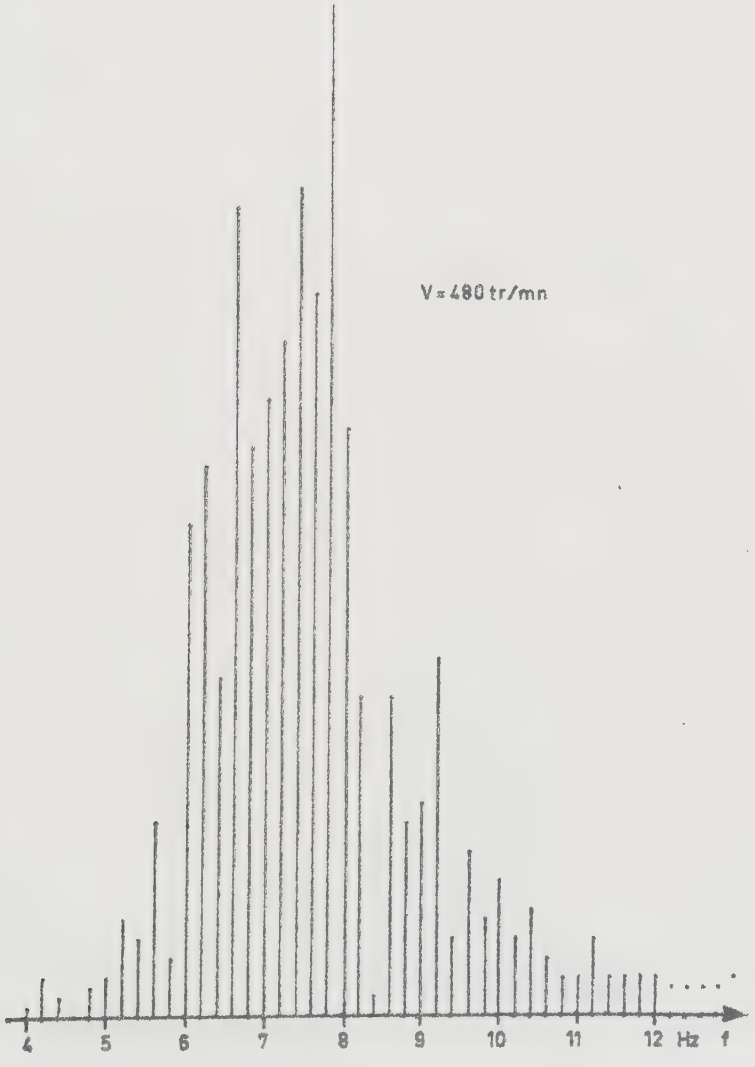
ou encore

$$\tilde{\Phi}(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{o}^{\infty} C(\tau) \cos\omega\tau \, d\tau \tag{1-33}$$

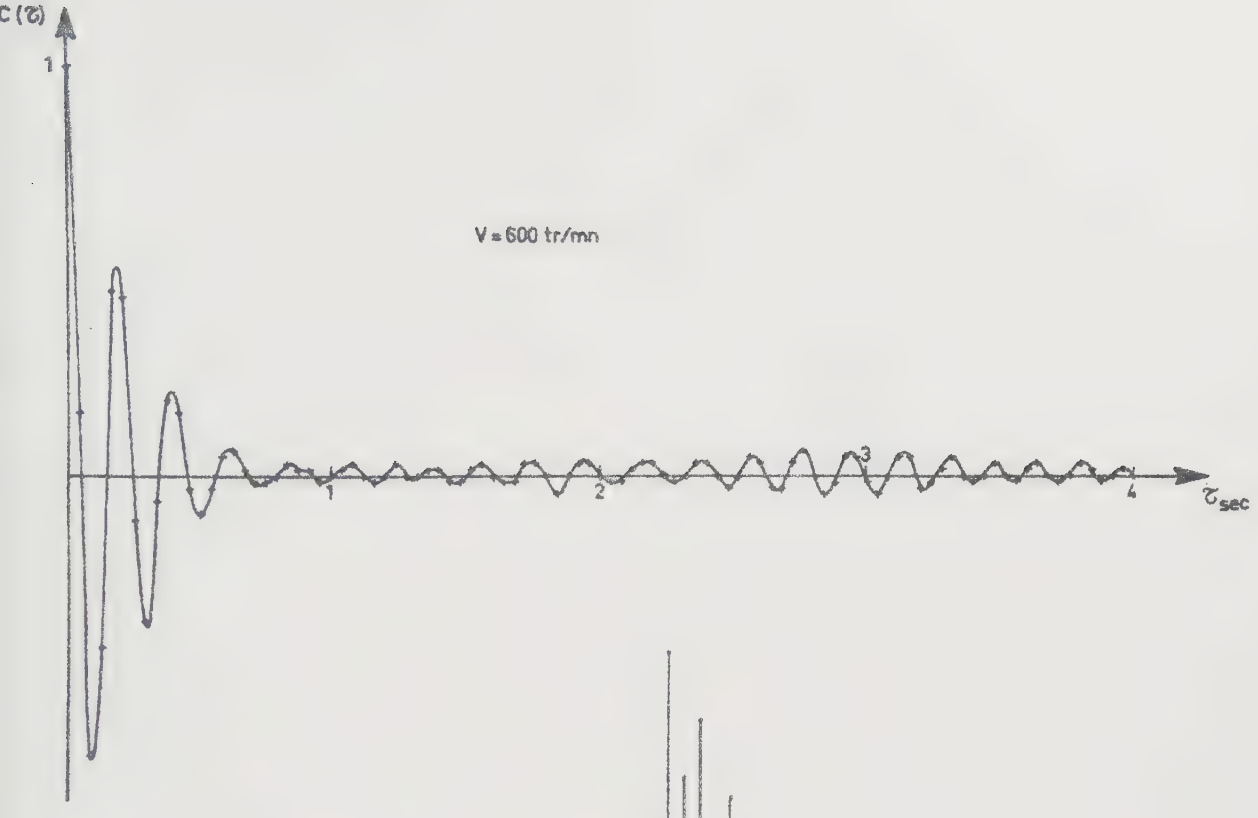
Du fait de l'échantillonnage, nous allons trouver m + 1 estimations du spectre correspondant aux fréquences discrètes

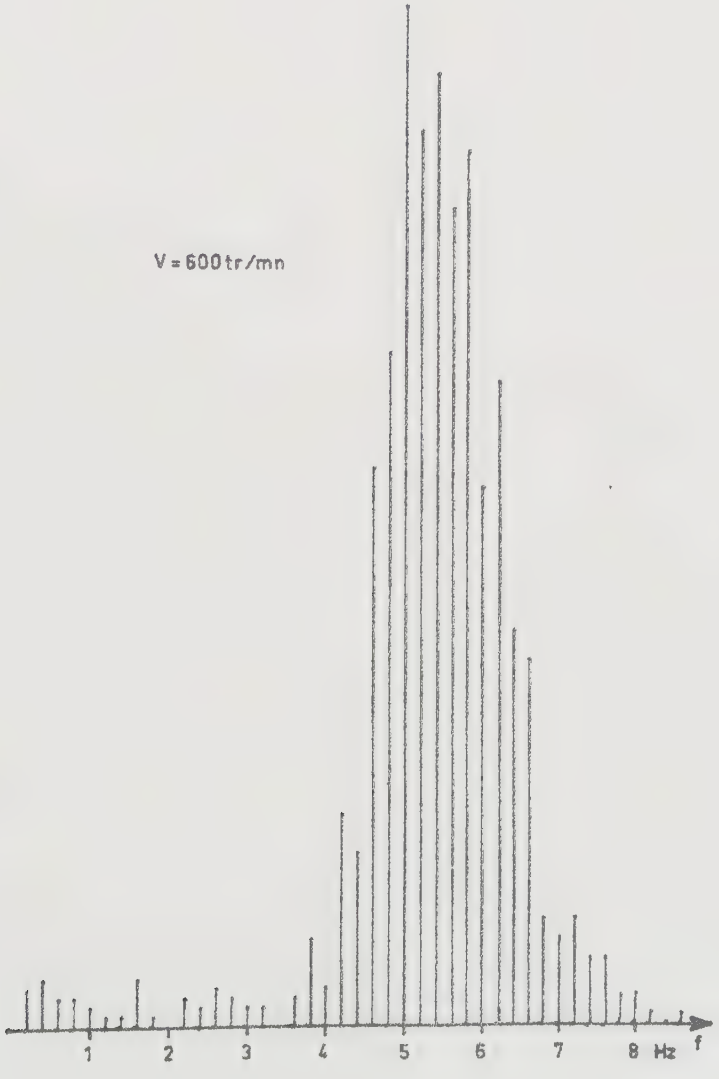
$$f_k = \frac{k\ f_c}{m} \qquad k = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots,\ m$$



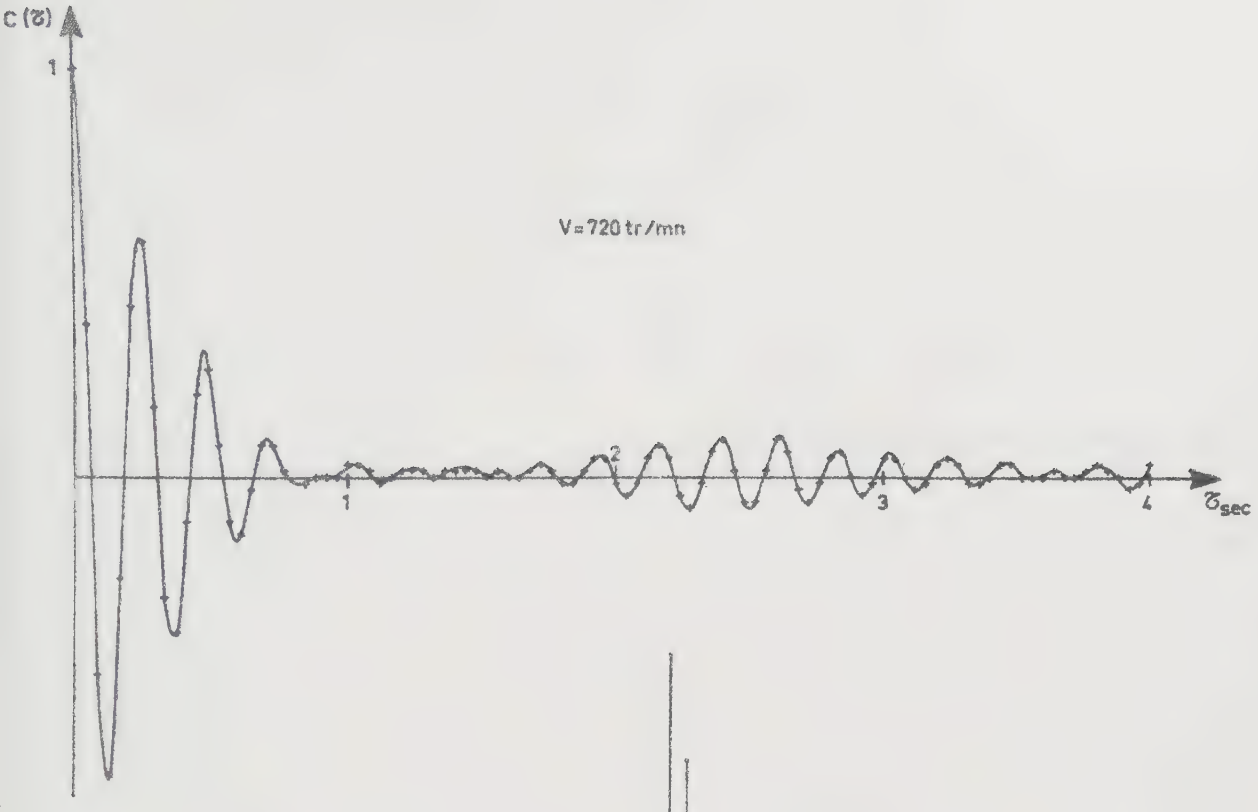


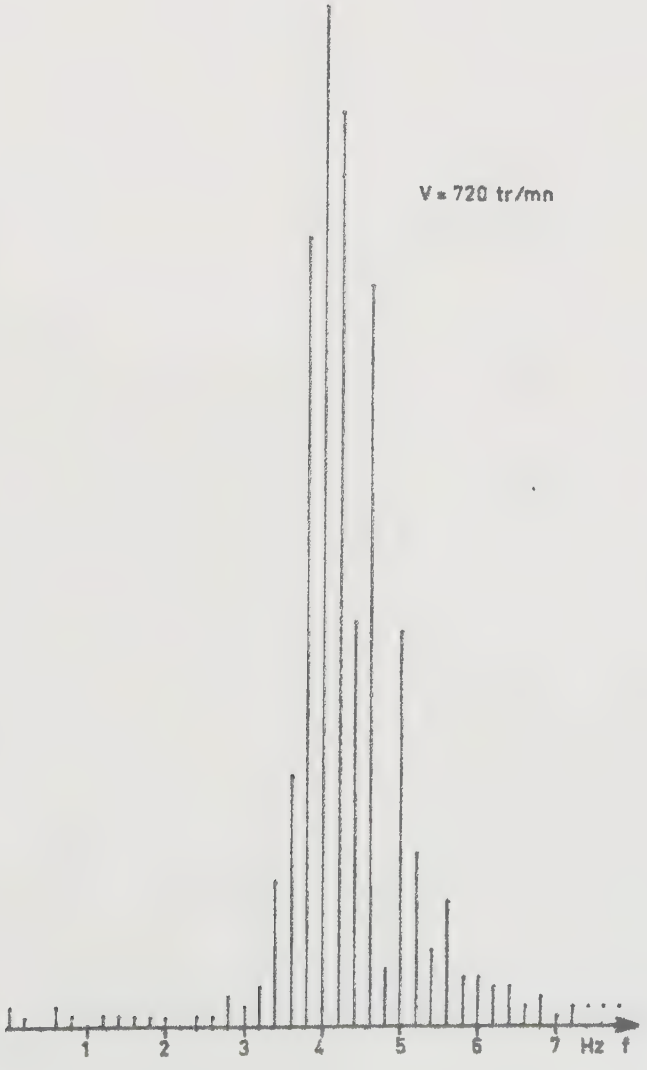
- Figure 1-20 -



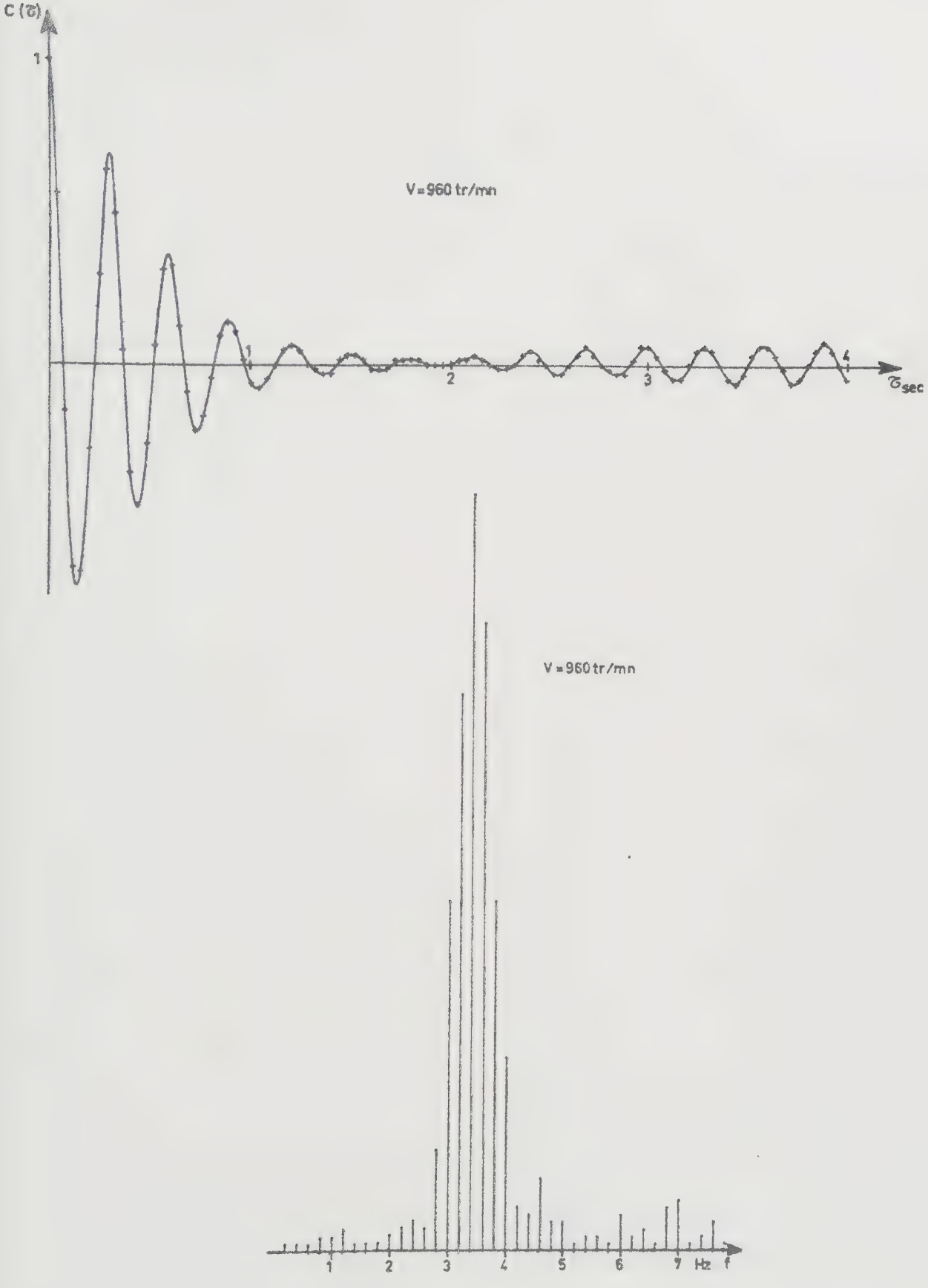


- Figure 1-21 -

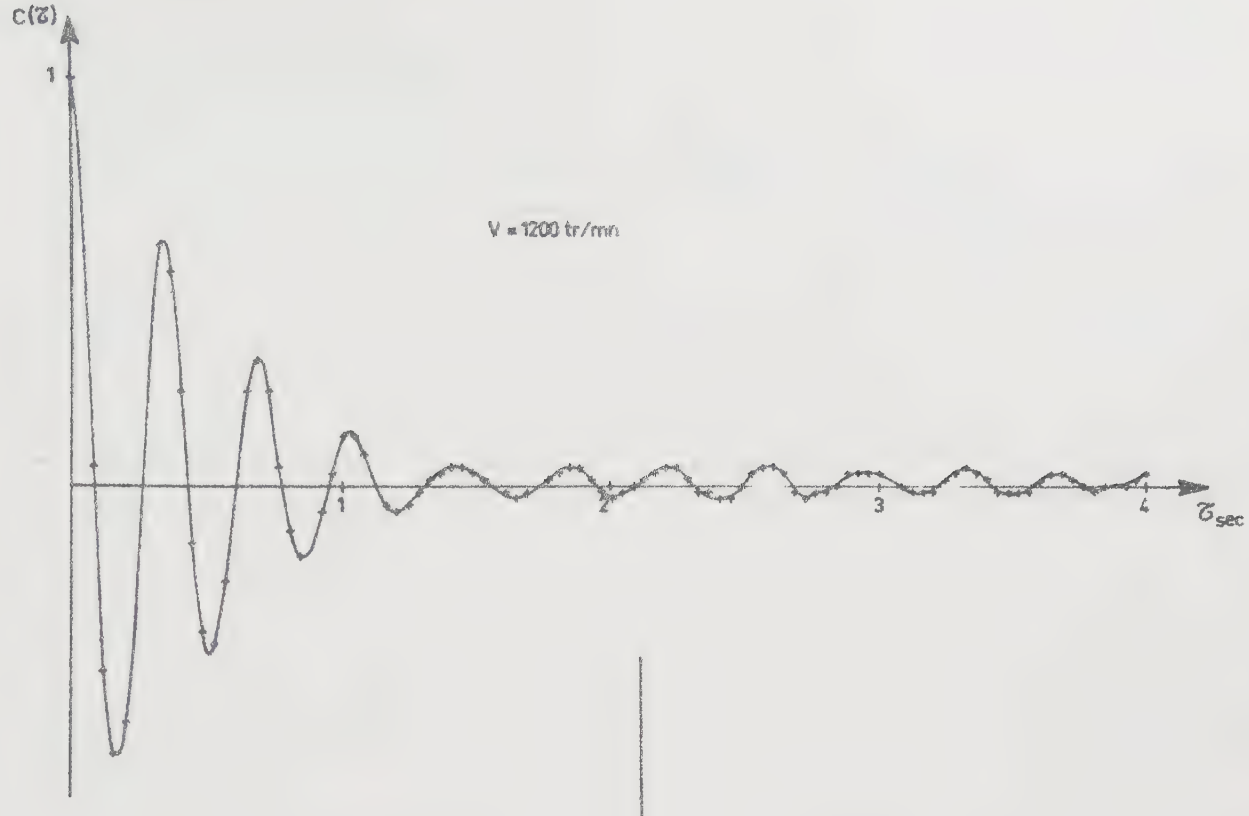


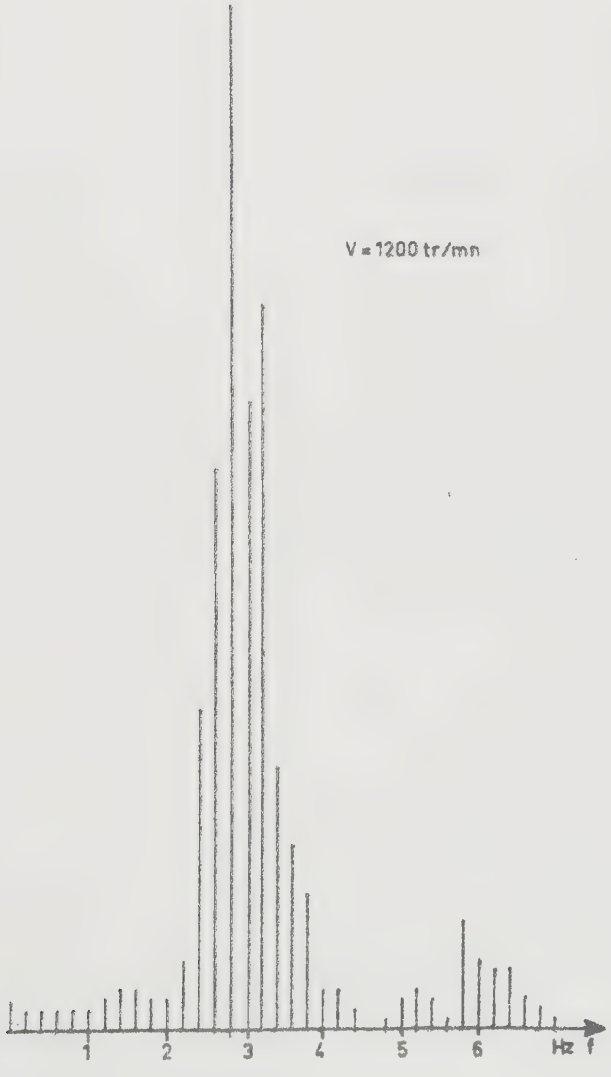


- Figure 1-22 -



- Figure 1-23 -





- Figure 1-24 -

Le spectre est donné par :

$$\tilde{\Phi}_k = 2\tau\left[C_o + 2\sum_{r=1}^{m-1} C_r \cos\left(\frac{\pi rk}{m}\right) + (-1)^k C_m\right] \qquad (1\text{-}34)$$

Nous l'avons programmé sur ordinateur UNIVAC 1108. (Programme CØRSUF)

Les spectres énergétiques de la surface ont été obtenus à partir des fonctions d'autocorrélation numériques. Ces fonctions sont calculées sur 400 points avec un retard incrémental de 20 ms ; le calcul porte sur 5.000 échantillons.

Les spectres énergétiques sont tracés sur les figures 1-20 à 1-24, ainsi que les fonctions d'autocorrélation correspondantes.

Elles montrent que le maximum d'énergie se situe au voisinage de la pseudo-période des vagues, caractéristique de chaque régime de soufflerie.

Ce maximum se déplace vers les faibles fréquences des vagues lorsqu'on augmente la vitesse du vent. Ceci correspond bien à la réalité.

Les spectres sont d'autant plus étroits que la vitesse du vent augmente, le tunnel de la soufflerie se comporte comme un filtre.

Du côté des fréquences élevées la décroissance du spectre est beaucoup plus rapide que celle prévue par Burling. Nous pensons que celà provient d'un effet d'échelle, l'amplitude des vagues de fréquence élevée est faible, la viscosité n'est plus négligeable.

1-3-5.- DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DE L'INSTALLATION DU LABORATOIRE

Les mesures que nous venons de décrire permettent de connaître les caractéristiques statistiques des houles produites par la soufflerie. En particulier nous pouvons représenter l'évolution de la période moyenne et de la vitesse de propagation au moyen des coordonnées réduites de Sverdrup et Munk [2]

$$\frac{c}{U} \quad ; \quad \frac{gT}{U} \quad \text{et} \quad \frac{gF}{U^2}$$

Où c est la vitesse de propagation des houles
T leur période moyenne
F la longueur de la zone d'action du vent
U la vitesse du vent dans la soufflerie.

Nous obtenons les courbes de la figure 1-25 sur laquelle nous avons porté nos mesures et les résultats de Sverdrup et Munk . Ces résultats sont obtenus à partir de nombreuses observations effectuées en mer. Elles sont à la base d'une méthode semi-empirique de prédiction de la houle[6], qui conduit aux formules suivantes :

1) Pour la prévision des vitesses

$$\frac{c}{U} = 7{,}26.10^{-2} \left(\frac{gF}{U^2}\right)^{0,1}$$

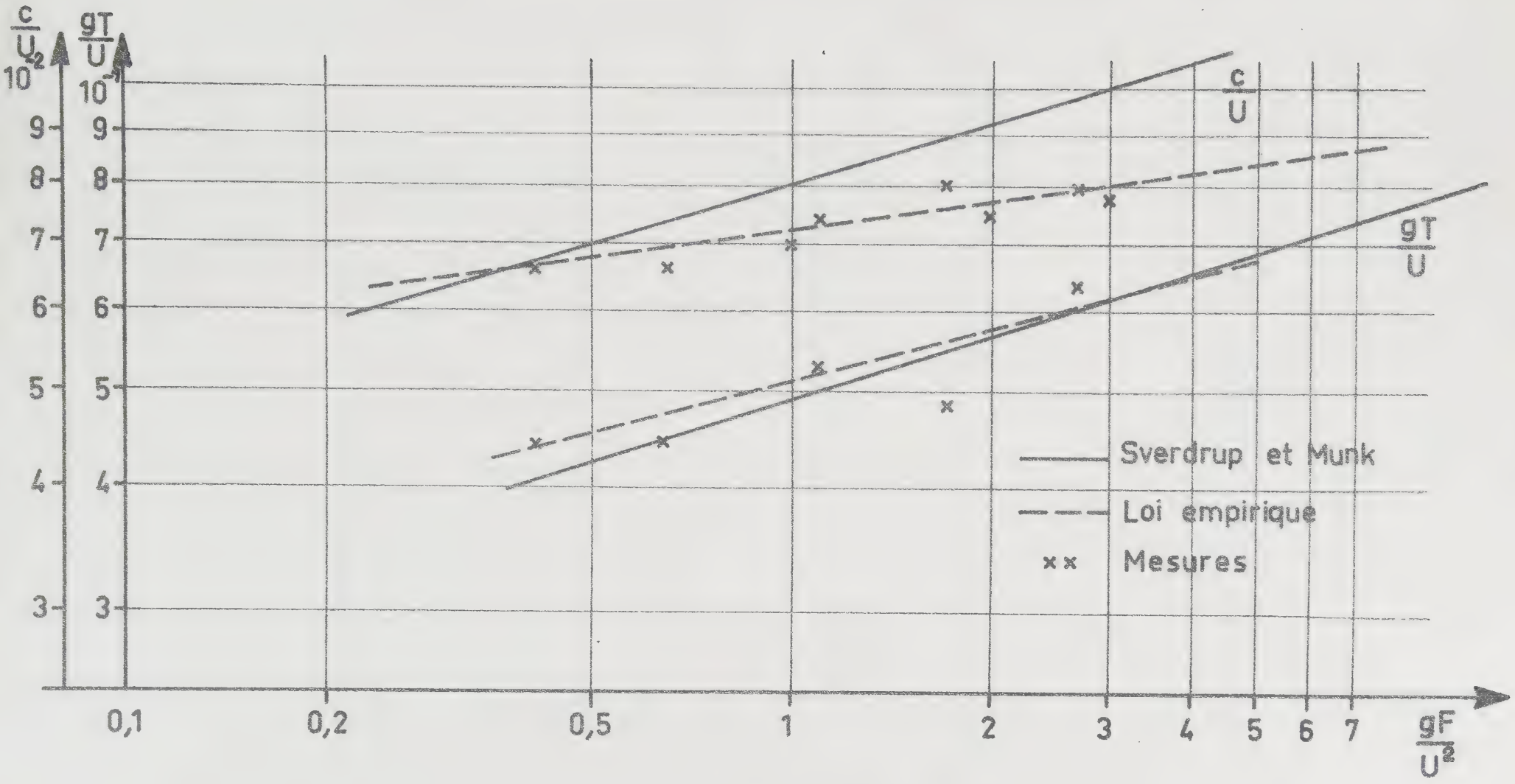
2) Pour la prévision des périodes

$$\frac{gT}{U} = 5{,}1.10^{-1} \left(\frac{gF}{U^2}\right)^{0,18}$$

Dans lesquelles les coefficients sont calculés à partir des mesures effectuées dans la cuve.

Nous verrons par la suite que la soufflerie permet d'obtenir toutes les possibilités rencontrées effectivement en acoustique sous marine.

*
* *
*


c/U
gT/U
10
9
8
7
6
5
4
3
0,1
0,2
0,5
1
2
3
4
5
6
7
gF/U²
Sverdrup et Munk
Loi empirique
Mesures

- Figure 1-25 -

- DEUXIEME PARTIE -

LE CHAMP ACOUSTIQUE DIFFUSE PAR UNE SURFACE ALEATOIRE

2-1.- Calcul du champ réfléchi par le dioptre air-eau - Les hypothèses acoustiques

2-1-1.- Généralités
2-1-2.- La formule de Green
2-1-3.- Les conditions aux limites
2-1-4.- La pression acoustique réfléchie

2-2.- Etude statistique du champ acoustique diffusé par une surface aléatoire - Les hypothèses statistiques

2-2-1.- Les valeurs moyennes statistiques
2-2-2.- La pression acoustique moyenne
2-2-3.- L'intensité acoustique moyenne
2-2-4.- Propriétés de la composante incohérente de l'intensité acoustique diffusée.

2-3.- Etude des conditions expérimentales

2-3-1.- Généralités
2-3-2.- Choix des paramètres de mesures
2-3-3.- Elimination des signaux parasites
2-3-4.- Choix des émetteurs et récepteurs
2-3-5.- Le dispositif expérimental

2-4.- Etude statistique de la diffusion spéculaire

2-4-1.- Principe de la mesure
2-4-2.- Statistique de l'enveloppe du signal diffusé
2-4-3.- Loi de probabilité de Beckmann
2-4-4.- Valeurs moyennes et écarts-type

2-5.- Etude par corrélation de la diffusion spéculaire

2-5-1.- La méthode par corrélation
2-5-2.- Dispositifs et résultats expérimentaux
2-5-3.- Comparaison avec l'étude statistique

2-6.- Conclusions et remarques sur l'Albedo

*
* *
*

2-1.- CALCUL DU CHAMP REFLECHI PAR LE DIOPTRE AIR-EAU

2-1-1.- GENERALITES

Il semble que Lord Rayleigh soit le premier á avoir donné une théorie de la diffraction des ondes sonores par une surface sinusoïdale [14] . Se limitant au cas de l'incidence normale et des petites cannelures, il obtient à partir d'un développement en série de Fourier, l'amplitude des premiers ordres de diffraction. E. O. Lacasce et P. Tamarkin [14] généralisent les résultats de Rayleigh aux incidences obliques, et E. O. Rice [15] aux surfaces aléatoires. H. W. Marsh [16] et P. A. Crowther [17] prennent aussi pour point de départ les travaux de Rayleigh afin d'obtenir une solution au problème posé par la réflexion diffuse d'un signal sonar par la surface de la mer.

Parallèlement aux théories dérivant de la méthode de Rayleigh, de nombreux auteurs abordent le problème de la réflexion diffuse en appliquant la formule de Green au calcul du champ diffusé. C'est le cas notamment de C. Eckart [18] , P. Bèckmann et A. Spizzichino [19] , C.W. Horton et T.G. Muir [20] et E. P. Gulin [21]

Nous adopterons ici aussi la formule de Green comme point de départ de nos calculs, car elle permet de mettre en évidence les difficultés posées par la réflexion diffuse et de prendre en compte des données expérimentales comme la directivité des sources, la surface effectivement couverte par le faisceau sonore etc .....

2-1-2.- LA FORMULE DE GREEN

Soit p_o la pression sonore incidente sur un élément de surface dS et p_1 la pression diffusée. La figure 2-1 montre la géométrie de la diffusion. La source placée en A émet suivant une incidence moyenne θ_o, le récepteur placé en B reçoit la pression diffusée suivant un angle moyen θ_1.

Supposons que les fluctuations d'amplitude de la surface soient lentes devant la vitesse de propagation des ondes sonores, la formule de Green donne la valeur du champ acoustique diffusé par la surface au point B.

$$P(B) = -\frac{1}{4\pi} \iint_S \left[P_s \frac{\partial g}{\partial n} - g \frac{\partial P_s}{\partial n} \right] dS \qquad (2\text{-}1)$$

où S est la surface couverte par le faisceau acoustique, ∂_n la dérivée normale à la surface et g la fonction de Green de l'espace libre au point B.

2-1-3.- LES CONDITIONS AUX LIMITES

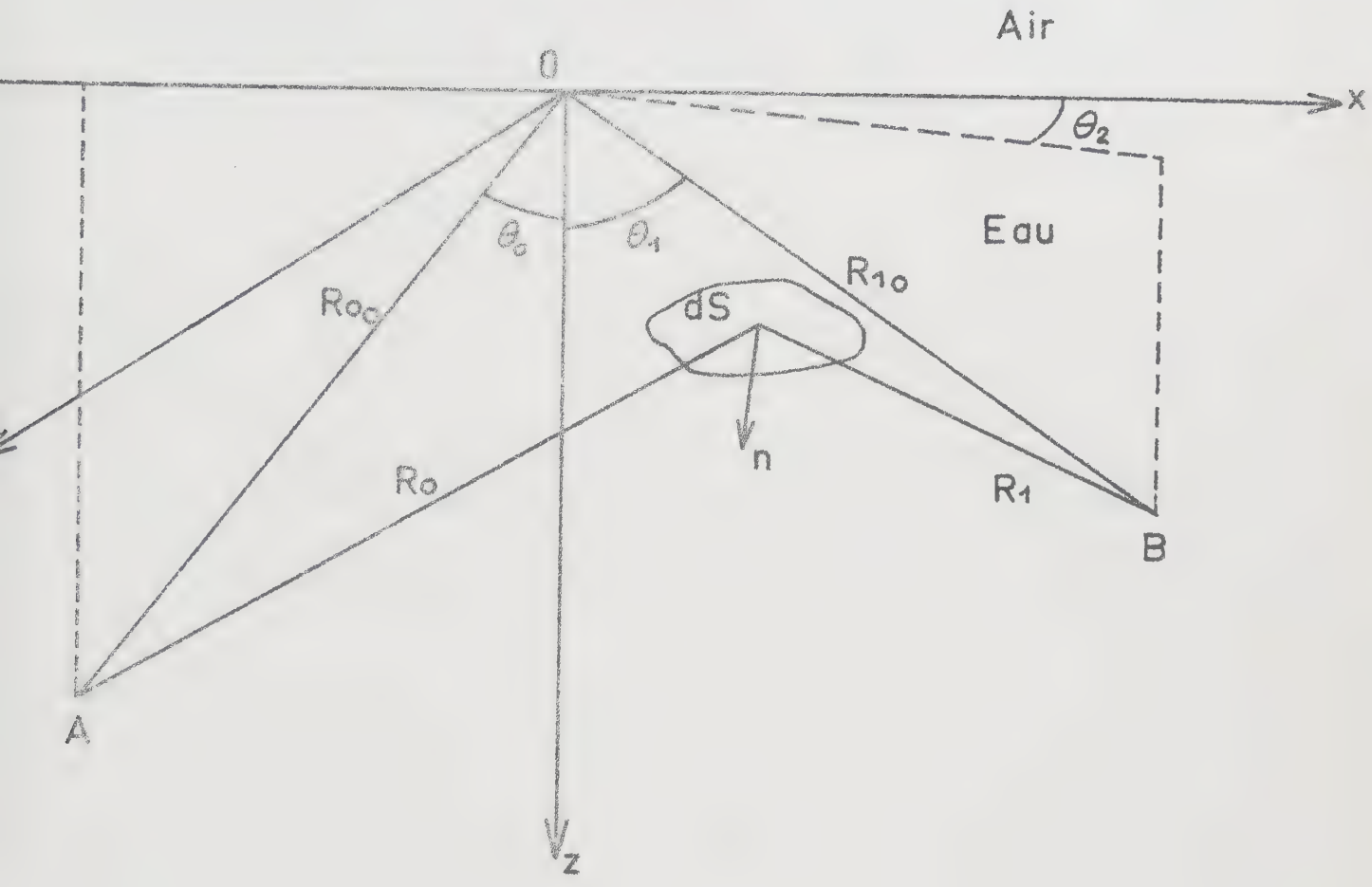
Afin de résoudre (2-1), nous devons maintenant préciser les conditions aux limites sur la surface. Ces conditions portent sur la pression p et sur les vitesses vibratoires

La première condition est immédiate. Sur la surface libre du dioptre air-eau, la somme des pressions incidente et diffusée doit être nulle. Nous écrivons la condition de Dirichlet :

$$p_i + p_d = 0 \qquad (2\text{-}2)$$

où p_i représente la pression incidente et p_d la pression diffusée.

La condition sur les vitesses vibratoires du champ acoustique est plus difficile à obtenir.



- Figure 2-1 -

Géométrie de la diffusion

A O : Axe acoustique de l'émetteur
B O : Axe acoustique du récepteur
x o y : Plan moyen de la surface au repos
S : Surface déformée
d S : Elément de surface

Plusieurs hypothèses se présentent :

La première hypothèse considère qu'il n'y a pas d'énergie transmise par le dioptre air-eau et qu'à aucun moment une partie de la surface n'est masquée par une autre. Dans ces conditions nous pouvons écrire l'égalité des dérivées normales de la pression

$$\frac{\partial P_i}{\partial n} = \frac{\partial P_d}{\partial n} \qquad (2\text{-}3)$$

C'est la condition utilisée par C. Eckart [18] et P. Beckmann et A. Spizzichino [19]

La deuxième hypothèse suppose une surface très déformée de sorte que certaines parties de celle-ci ne sont pas atteintes par l'onde incidente. Cet effet de masque engendre des zones d'ombre à l'intérieur desquelles le champ acoustique est nul d'où il résulte que :

$$\frac{\partial P_i}{\partial n} + \frac{\partial P_d}{\partial n} = 0 \qquad (2\text{-}4)$$

Nous avons donc simultanément les deux conditions (2-3) et (2-4) de sorte qu'en moyenne

$$\frac{\partial P_d}{\partial n} = 0 \qquad (2\text{-}5)$$

c'est à dire que la composante normale des vitesses vibratoires du champ acoustique diffusé est nulle. Celà revient à négliger le terme

$$\iint g \frac{\partial P_s}{\partial n} \, ds$$

correspondant dans (2-1). C'est l'hypothèse choisie par S. K. Mitchell [22] dans ses travaux.

Nous pouvons toutefois considérer aussi que la surface effectivement atteinte par l'onde acoustique est réduite par l'effet de masque. Dans ces conditions l'hypothèse (2-3) reste valable, seule la surface d'intégration devra être pondérée par un facteur qui tient compte des zones d'ombre. Cette surface apparente a été calculée tout

d'abord par P. Beckmann [23] R.A. Brockelman et T. Hagfors [24] puis d'une manière plus complète par R.J. Wagner [25]

La troisième hypothèse enfin, écrite par Brekhovskikh [26] suppose que la pression incidente et la pression diffusée sont liées par un coefficient de reflexion $R(\theta)$ qui dépend de l'angle d'incidence θ. Il écrit alors sur la surface S :

$$(p)_s = [1 + R(\theta)]p_i \qquad (2\text{-}6)$$

ce qui donne par dérivation

$$\left(\frac{\partial p}{\partial n}\right)_s = \left[1 - R(\theta)\right]\frac{\partial p_i}{\partial n} \qquad (2\text{-}7)$$

avec comme cas particuliers

$R(\theta) = 1$ qui entraine $\left(\frac{\partial p}{\partial n}\right)_s = 0$

et conduit à la condition (2-5) et

$R(\theta) = -1$ qui entraine $\frac{\partial p_i}{\partial n} = \frac{\partial p_d}{\partial n}$

qui n'est autre que la condition (2-4)

Ce coefficient de réflexion a été calculé par des voies différentes et dans le cas des ondes électromagnétiques pour lesquelles la réflexion par la surface de la mer est toujours diffuse. C'est un problème semblable au calcul de l'albedo de la mer.

Pour celà C. Cox et W. Munk [27] choisissent le coefficient de réflexion donné par la formule de Fresnel. M. Katzin [28] de son côté assimile la surface de la mer à un ensemble de facettes circulaires de dimensions et d'orientation aléatoires, il calcule alors le coefficient de réflexion d'une facette circulaire élémentaire.

La méthode de A. Marten [29] qui reprend la théorie des "Points brillants" [30] est assez voisine des précédentes, chaque point brillant est affecté d'un coefficient de réflexion élémentaire, le rayon de courbure des points brillants intervient.

Dans ce travail nous adopterons la première hypothèse

$$\frac{\partial p_i}{\partial n} = \frac{\partial p_d}{\partial n} \qquad (2\text{-}3)$$

qui est correcte pour une surface parfaitement plane. Pour une surface déformée, il devient très difficile, sinon impossible de calculer $\partial p / \partial n$, c'est pourquoi on utilise l'hypothèse restrictive (2-3) connue sur le nom d'approximation de Kirchoff. Elle entraine que la surface ne doit pas être trop déformée, et que localement la réflexion se fait sur des éléments de surface qui sont plans et de grandes dimensions devant la longueur d'onde ultrasonore incidente.

Malgré ces limitations nous verrons par la suite que les résultats théoriques rendent compte de l'expérience même pour des surfaces déformées. Toutefois dans le cas de surfaces très déformées il convient d'introduire dans la formule (2-1) une surface apparente de diffusion qui pondère la surface d'intégration. Cette dernière étant elle-même limitée par l'indicatrice de directivité de l'émetteur.

2-1-4.- LA PRESSION ACOUSTIQUE REFLECHIE PAR LE DIOPTRE AIR-EAU

Avec les conditions aux limites (2-2) et (2-3) la formule de Green (2-1) se met sous la forme simplifiée

$$p(B) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{\partial}{\partial n} (p_i \, g) \, dS \qquad (2\text{-}8)$$

Soient R_o et R_1 les distances de l'émetteur et du récepteur par rapport à un élément dS de la surface, nous désignerons par :

$$g = \frac{1}{R_1} \, e^{\,i(kR_1 - \omega t)} \qquad (2\text{-}9)$$

la solution élémentaire sur dS et par

$$p_i = \frac{P_o}{R_o} \, D_o(\alpha_o) \, e^{i(kR_o - \omega t)} \qquad (2\text{-}10)$$

la pression incidente monochromatique envoyée par l'émetteur sur

l'élément de surface dS. Cette pression est pondérée par l'indicatrice de directivité $D_o(|\alpha_o|)$ de l'émetteur. Po représente la pression acoustique suivant l'axe de l'émetteur.

De même la pression reçue au point B par le récepteur sera pondérée par l'indicatrice de directivité $D_1(|\alpha_1|)$ de celui-ci.

Calculons maintenant les expressions de R_o et R_1 afin d'introduire les paramètres qui définissent la géométrie de l'expérience et l'état de surface.

Les développements limités de R_o et R_1 s'écrivent :

$$R_o \sim R_{oo} + (a_o x + b_o y + c_o z) + \frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2 + z^2}{R_{oo}} \qquad (2\text{-}9)$$

$$R_1 \sim R_{10} + (a_1 x + b_1 y + c_1 z) + \frac{1}{2} \frac{x^2 + y^2 + z^2}{R_{10}}$$

en négligeant les ordres supérieurs à deux.

Soit, maintenant, le cas d'une source très directive, nous pouvons négliger le terme d'ordre deux et écrire simplement :

$$R_o + R_1 \sim R_{oo} + R_{10} + ax + by + cz \qquad (2\text{-}10)$$

où a, b, et c représentent la somme des cosinus directeurs des directions AO et BO.

Nous pouvons développer l'expression (2-8). Nous avons successivement :

$$\frac{\partial}{\partial n} (p_i\, g) = n \text{ grad } (p_i\, g) = n \left[p_i \text{ grad } g + g \text{ grad } p_i \right] \qquad (2\text{-}11)$$

n étant la normale à l'élément dS de la surface.

Avec

$$\text{grad } g = \frac{\partial}{\partial R_1} \left[\frac{e^{ikR_1}}{R_1} \right] \text{grad } R_1 \sim ik \frac{e^{ikR_1}}{R_{10}} \text{ grad } R_1$$

$$\text{grad } P_i = D(|\alpha_o|)\frac{\partial}{\partial R_o}\left[\frac{e^{ikR_o}}{R_o}\right]\text{grad } R_o \simeq D(|\alpha_o|)\frac{e^{ikR_o}}{R_{oo}}\, ik\, \text{grad } R_o$$

Nous avons supposé ici que les distances R_1 et R_o varient peu en fonction de la position de l'élément de surface dS, hypothèse qui exige l'emploi d'une source directive.

Soit enfin :

$$\frac{\partial}{\partial n}(P_i\, g) = D_o(|\alpha_o|)\,\frac{e^{ik(R_{oo}+R_{1o})}}{R_{oo}\,R_{1o}}\; ik\left[\text{grad } R_o + \text{grad } R_1\right] n \qquad (2\text{-}12)$$

Nous avons aussi les composantes de la normale n en posant $z_x = \frac{\partial z}{\partial x}$ et $z_y = \frac{\partial z}{\partial y}$

$$n_x = -z_x\, n_z$$

$$n_y = -z_y\, n_z$$

$$n_z = \left(1 + z_x^2 + z_y^2\right)^{-\frac{1}{2}}$$

et d'après (2-10) les composantes de grad R_o + grad R_1

$$a = a_o + a_1$$

$$b = b_o + b_1$$

$$c = c_o + c_1$$

qui représentent les cosinus directeurs des directions A O et B O ; soit d'après la figure (2-1)

$$a_o + a_1 = \sin\theta_o - \sin\theta_1 \cos\theta_2$$

$$b_o + b_1 = -\sin\theta_1 \sin\theta_2$$

$$c_o + c_1 = -(\cos\theta_o + \cos\theta_1)$$

Compte tenu de la relation

$$dS = dx\,dy/n_z$$

L'intégrale (2-8) donnant la pression acoustique diffusée par la surface au point B s'écrit

$$P(B) = \frac{ik\,e^{ik(R_{00}+R_{10})}}{4\pi\,R_{00}\,R_{10}} \iint D_0(|\alpha_0|)\,D_1(|\alpha_1|)\left[a z_x + b z_y - c\right] e^{ik(\ldots)}\,;$$

(2-1

La pression acoustique au point B comprend trois facteurs

le facteur $T(x,y) = D_o(|\alpha_o|)\ D_1(|\alpha_1|)$ ne fait intervenir que la directivité de l'émetteur et du récepteur, il dépend des coordonnées d'espace seulement.

Le facteur $A(x,y,z_x,\ z_y,\theta) = az_x + bz_y - c$ dépend des coordonnées d'espace et des pentes de la surface, il correspond à la modulation d'amplitude du signal.

Le facteur $F(x,y,z_x,z_y,\theta) = e^{ik(ax + by + cz)}$ dépend des coordonnées d'espace et des variations d'amplitude de la surface, il correspond à la modulation de phase du signal.

Dans la suite nous montrerons qu'il est le seul facteur déterminant dans le mécanisme de la diffusion.

Nous pouvons chercher à simplifier encore l'intégrale (2-13) à condition d'introduire de nouvelles hypothèses moins générales.

a) Supposons que la surface soit peu déformée de telle sorte que le dérivée normale à la surface reste parallèle à l'axe o z, c'est à dire que

$$\frac{\partial}{\partial n} \sim \frac{\partial}{\partial z}$$

entraine $n_x = n_y = 0$ et $n_z = 1$

Le terme d'amplitude devient

$$A(\theta) = - c = -(\cos\theta_o + \cos\theta_1) \qquad (2\text{-}14)$$

qui est le résultat de C. Eckart [18]

b) Intégrons (2-13) par partie. En remarquant que nous avons le produit $z'e^{ikcz}$ et moyennant certaines simplifications nous obtenons le terme d'amplitude :

$$A(\theta) = -2 \frac{1 + \cos\theta_o \cos\theta_1 - \sin\theta_o \sin\theta_1 \cos\theta_2}{\cos\theta_o + \cos\theta_1} \qquad (2\text{-}15)$$

qui est le résultat de P. Beckmann [19] de sorte que l'expression simplifiée de (2-13) s'écrit après avoir posé

$$K = -i \frac{k P_o e^{ik(R_{oo} + R_{10})}}{4\pi R_{oo}.R_{10}} A(\theta)$$

$$p(B) = K \iint T(x,y)\, e^{\pm ik [ax + by + cz]} dx\, dy \qquad (2\text{-}16)$$

C'est cette expression qui va nous servir de point de départ pour le calcul des valeurs moyennes et des intensités moyennes diffusées. Ce calcul fait appel aux propriétés statistiques de la surface.

*
* *
*

2-2.- ETUDE STATISTIQUE DU SIGNAL DIFFUSE PAR UNE SURFACE ALEATOIRE

2-2-1.- LES VALEURS MOYENNES STATISTIQUES

Le signal accoustique réfléchi par la surface subit des fluctuations d'amplitude et de phase qui dépendent des propriétés statistiques de la surface. Nous devons donc faire l'analyse statistique du signal acoustique défini par la formule 2-16.

L'analyse statistique au premier ordre portera sur les fluctuations d'amplitude du signal.

L'étude statistique au second ordre permettra un calcul de l'intensité acoustique moyenne diffusée et apportera un moyen de séparer la composante cohérente de la composante incohérente du signal.

Nous limiterons notre étude à la statistique du second ordre avec les hypothèses de stationnarité et d'ergodisme que nous avons définies au paragraphe 1-1.

Dans ces conditions nous pourrons définir pour la pression acoustique

a) Le moment du premier ordre

$$E[p] = \langle p \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} p(\zeta)\, \eta_\zeta(\zeta)\, d\zeta \qquad (2\text{-}17)$$

b) Le moment du deuxième ordre

$$E[p^2] = \int_{-\infty}^{+\infty} [p(\zeta)]^2\, \eta_\zeta(\zeta)\, d\zeta \qquad (2\text{-}18)$$

où $\eta_\zeta(\zeta)$ représente la densité de probabilité de la fonction aléatoire ζ.

Soit enfin la valeur moyenne centrée de la pression acoustique

$$\bar{p} = p - E[p] = p - \langle p \rangle$$

et la variance du signal

$$\sigma_p^2 = E\left[(p - \langle p \rangle)^2\right] = E\left[p^2\right] - \left(E[p]\right)^2$$

$$\sigma_p^2 = \langle p\, p^* \rangle - \langle p \rangle \langle p \rangle \qquad (2\text{-}19)$$

où p* est l'expression complexe conjuguée de p. Si donc nous savons mesurer $\langle p \rangle$ et σ_p nous pouvons alors calculer l'intensité acoustique moyenne diffusée, à savoir

$$\langle p.p^* \rangle = \sigma_p^2 + \langle p \rangle \langle p \rangle \qquad (2\text{-}20)$$

2-2-2.- CALCUL DE LA PRESSION ACOUSTIQUE MOYENNE

Nous obtenons la pression moyenne à partir de (2-16) soit :

$$\langle p \rangle = \left\langle K \iint T(x\ y)\ e^{ik(ax + by + cz)}\, dx\ dy \right\rangle \qquad (2\text{-}21)$$

La moyenne statistique ne porte que sur le facteur aléatoire $e^{i\,k\,c\,z}$ qui est précisément la fonction caractéristique $\Phi(kc)$ associée à la fonction aléatoire z.

$$\Phi(kc) = E\left[e^{i\,k\,c\,z}\right] = \int e^{i\,k\,c\,z}\, \eta(z)\, dz \qquad (2\text{-}22)$$

Pour une surface dont les fluctuations obéissent à la loi de Laplace-Gauss nous savons que

$$\Phi(kc) = e^{-\frac{1}{2}(k\,c)^2\, \sigma_s^2} \qquad (2\text{-}23)$$

σ_s étant l'écart type de la surface, d' où la valeur de $\langle p \rangle$

$$\langle p \rangle = K \iint T(x\ y)\ \Phi(k\ c)\ e^{ik(ax + by)}\, dx\ dy \qquad (2\text{-}24)$$

que nous appellerons la moyenne cohérente par la suite.

2-2-3.- CALCUL DE L'INTENSITE ACOUSTIQUE MOYENNE

Pour deux points distincts de la surface nous pouvons écrire

$$\langle pp^* \rangle = K^2 \left\langle \iiiint T(x_1\, y_1)\; T(x_2, y_2) e^{ik\left[a(x_1-x_2)+b(y_1-y_2)+c(z_1-z_2)\right]} \right\rangle dx_1\, dx_2\, dy_1\, dy_2 \qquad (2\text{-}25)$$

La moyenne statistique porte ici encore sur le facteur aléatoire $e^{ikc(z_1-z_2)}$ qui est la fonction caractéristique $\Phi_2(kc; -kc)$ associée aux deux groupes de variables aléatoires z_1 et z_2.

Toujours dans le cas d'une surface de Laplace-Gauss, cette fonction caractéristique prend la forme simple suivante

$$\Phi_2(kc\,; -kc) = e^{-(kc)^2\ \sigma_s^2\ [1\ -\ C(x,y)]} \qquad (2\text{-}26)$$

où $C(x,y)$ est la fonction d'autocorrélation spatiale de la surface.

Posons $x' = x_1 - x_2$ $\qquad$ $y' = y_1 - y_2$

(2-25) devient

$$\langle pp^* \rangle = K^2 \iiiint T_1 . T_2\ \ \Phi_2(kc; -kc)\ e^{ik(ax'+by')}\ dx_2\, dy_2\, dx'\, dy' \qquad (2\text{-}27)$$

Introduisons maintenant la fonction

$$J(x',y') = \iint T(x_2, y_2)\ \ T(x_2+x'\ ,\ y_2+y')\ dx_2\, dy_2 \qquad (2\text{-}28)$$

qui représente la fonction d'autocorrélation de la répartition de la pression acoustique incidente sur la surface. Nous obtenons l'expression réduite de (2-27)

$$\langle pp^* \rangle = K^2 \iint J(x',y') \; \bar{\Phi}_2 (kc ; -kc) \; e^{ik(ax' + by')} \; dx' \; dy' \qquad (2\text{-}29)$$

ou encore

$$\langle pp^* \rangle = K^2 \iint J(x',y') \; e^{-(kc)^2 \sigma_s^2 \left[1 - C(x',y')\right]} e^{ik(ax' + by')} \; dx' \; dy' \qquad (2\text{-}30)$$

Faisons croître indéfiniment x' et y', le coefficient de corrélation C(x',y') tend vers zéro de sorte que :

$$e^{-(kc)^2 \sigma^2 \left[1 - C(x',y')\right]} \longrightarrow e^{-(kc)^2 \sigma_s^2}$$

et que l'expression (2-30) peut s'écrire

$$\langle pp^* \rangle = K^2 \; e^{-(kc)^2 \sigma_s^2} \iint J(x',y') \; e^{ik(ax' + by')} \; dx' \; dy' \; +$$

$$+ \; K^2 \; e^{-(kc)^2 \sigma_s^2} \iint J(x',y') \left[e^{(kc)^2 \sigma_s^2 \, C(x',y')} - 1 \right] e^{ik(ax' + by')} \; dx' \; dy' \qquad (2\text{-}31)$$

Sous cette forme le premier terme de (2-31) représente l'intensité acoustique réfléchie suivant la direction spéculaire. Nous montrerons qu'il correspond à la partie cohérente du signal.

Le deuxième terme représente l'énergie diffusée, il correspond à la partie incohérente du signal.

2-2-4.- PROPRIETES DE LA COMPOSANTE INCOHERENTE DE L'INTENSITE ACOUSTIQUE DIFFUSEE

Par la suite au cours de nos expériences nous étudierons les propriétés du signal acoustique diffusé suivant la direction spéculaire et dans le plan d'incidence pour lequel a = b = 0.

La composante incohérente est proportionnelle à σ_p^2 la variance du signal. Nous avons vu que dans le cas général elle a pour valeur

$$\sigma_p^2 = \langle pp^* \rangle - \langle p \rangle \langle p' \rangle$$

Nous distinguerons deux cas limites particuliers :

a) Le cas d'une surface peu déformée ou d'un signal de basse fréquence pour lequel

$$c\, k\, \sigma_s < 1$$

b) Le cas d'une surface très déformée ou d'un signal de haute fréquence pour lequel

$$c\, k\, \sigma_s > 1$$

Premier cas : D'après le deuxième terme de (2-31)

$$I_{incoh} = K^2\, e^{-(kc)^2 \sigma_s^2} \int J(x) \left[e^{(kc)^2 \sigma_s^2\, C(x)} - 1 \right] dx \qquad (2\text{-}32)$$

et puisque $(kc)^2\, \sigma_s^2 < 1$ nous pouvons écrire

$$e^{(kc)^2\, \sigma_s^2\, C(x)} \sim 1 + (k\,c)^2\, \sigma_s^2\, C(x)$$

d'où

$$I_{incoh} = (k\,c)^2\, \sigma_s^2\, e^{-(k\,c)^2 \sigma_s^2} K^2 \int J(x)\, C(x)\, dx \qquad (2\text{-}33)$$

Pour un état de surface donné I_{incoh} varie comme $g^2\, e^{-g^2}$

après avoir posé $g = k\, c\, \sigma_s$.

Deuxième cas : Pour une surface très agitée nous avons $g \gg 1$ et le premier terme (2-31) est très voisin de zéro ; nous avons dans ce cas :

$$I_{incoh} \simeq \langle pp^* \rangle$$

Soit d'après (2-30)

$$I_{incoh} = K^2 \, e^{-(kc)^2 \sigma_s^2} \int J(x) e^{(kc)^2 \sigma_s^2 C(x)} \, dx \qquad (2\text{-}34)$$

avec $(kc)^2 \sigma_s^2 \rangle 1$

Si l'on remarque que la fonction sous le signe somme dans (2-34) est symétrique par rapport à l'origine et que $C(x) \longrightarrow 0$ rapidement quand x augmente, nous avons

$$I_{incoh} = 2 \, K^2 \, e^{-g^2} \int_0^{x_M} J(x) \, e^{g^2 C(x)} \, dx$$

intégrale de la forme

$$f(\nu) = \int_\alpha^\beta \Phi(x) \, e^{\nu h(x)} \, dx$$

La valeur de cette intégrale provient essentiellement des points au voisinage desquels h(x) est maximum, en fait ici des points au voisinage de l'origine puisque h(x) qui représente la fonction d'autocorrélation spatiale de la surface est maximum pour x = 0. L'approximation de Laplace [31] conduit à

$$f(\nu) = - \frac{\Phi(\alpha)}{h'(\alpha)} \, \frac{e^{\nu h(\alpha)}}{\nu}$$

Soit ici, en supposant une fonction de corrélation de la forme

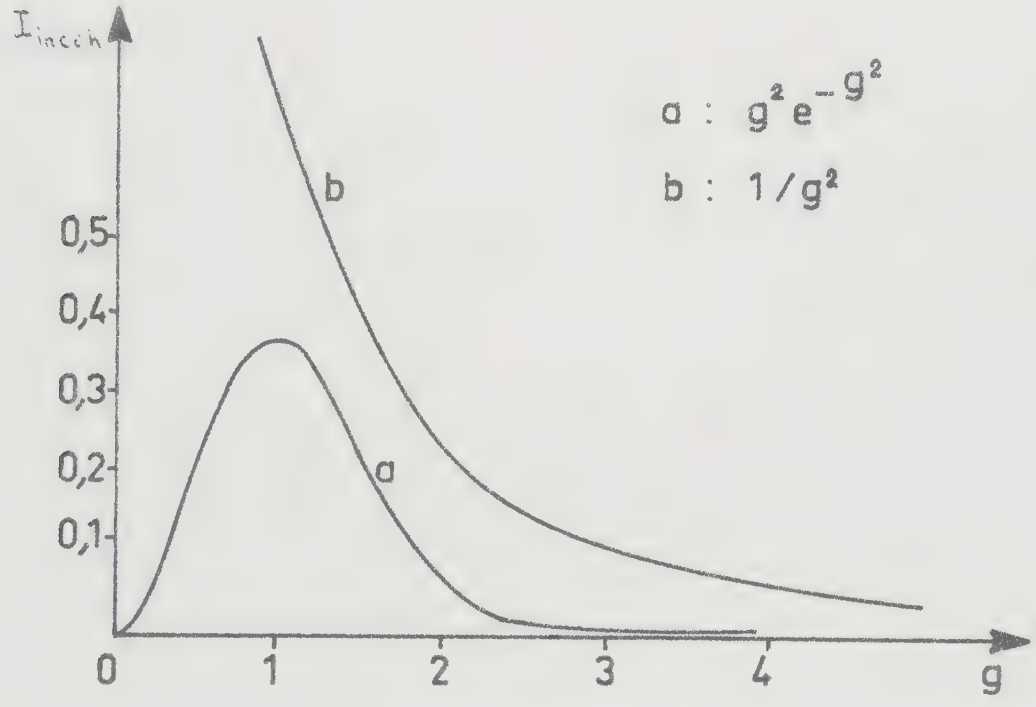
$$C(x) = e^{-\alpha x} \cos \frac{2\pi x}{D}$$

$$I_{incoh} = 2 \, K^2 \, \frac{J(0)}{\alpha} \, \frac{1}{g^2}$$

Donc I_{incoh} varie comme $1/g^2$

Dans ce qui précède I_{incoh} représente l'énergie totale incohérente.

En fait, il nous faut remarquer que K^2 est proportionnel au carré du nombre d'onde k, donc, puisque $g = (k\,c)\sigma_s$ la composante diffuse haute fréquence est indépendante de la fréquence, seuls interviennent l'angle d'incidence et l'écart type de la surface. La figure 2-2 montre les variations respectives de $g^2\,e^{-g^2}$ et $1/g^2$. Nous constatons que la composante diffuse du signal, nulle pour $g = 0$, croît avec g, passe par un maximum pour $1 < g < 2$ puis décroît ensuite lentement pour tendre vers zéro pour les fortes valeurs de g.



- Figure 2-2 -

Hors des deux cas particuliers précédents, l'intégration effective des expressions (2-30) ou (2-31) n'est pas possible sans hypothèses supplémentaires. Généralement on choisit pour C(x) une forme qui permette l'intégration complète de (2-30) et (2-31). Pour celà, nous déterminerons les valeurs de la fonction d'autocorrélation spatiale C(x) de la surface et la fonction J(x) qui rend compte des directivités émetteur-récepteur. L'intégration numérique permettra d'ajuster au mieux les résultats expérimentaux et la théorie.

Nous verrons par la suite que la partie incohérente du signal passe par un maximum pour des valeurs de g légèrement supérieures à 1.

2-3.- ETUDE DES CONDITIONS EXPERIMENTALES

2-3-1.- GENERALITES

L'étude expérimentale du champ acoustique diffusé va nous permettre :

a) de tester la validité des résultats théoriques représentés par les expressions (2-30) et (2-31), donnant l'intensité acoustique diffusée. En effet ces expressions ont été obtenues grâce à de nombreuses hypothèses simplificatrices ; aussi nous est-il apparu intéressant de vérifier si elles traduisent toujours un phénomène réel.

b) d'évaluer l'importance relative des différents paramètres qui interviennent dans le calcul de l'intensité diffusée. La valeur de ces paramètres étant d'origine expérimentale il conviendra lors des calculs théoriques de les ajuster au mieux pour traduire la réalité des expériences.

c) de montrer qu'il est possible de simuler sur un modèle réduit une situation réelle aussi générale que possible. Cette situation sera résumée par la variable réduite :

$$g = \frac{4\pi}{\lambda} \sigma_s \cos\theta \qquad (2\text{-}35)$$

connue sous le nom de paramètre de Rayleigh

2-3-2.- CHOIX DES PARAMETRES DE MESURES

Ces paramètres interviennent directement dans la relation (2-35), ils définissent :

a) la fréquence ultrasonore, donc λ, qui est choisie en fonction des paramètres transposés du tableau I (page 23, chapitre 1). Nous avons utilisé 82 kHz - 150 et 300 kHz. Les études systématiques exposées dans ce travail seront faites à 150 kHz.

b) L'écart type de la surface σ_s dont les valeurs, pour diverses vitesses de la soufflerie, sont données dans le tableau II (page 37).

c) Enfin l'angle d'incidence θ que nous ferons varier de 0 à 85°.

Dans ces conditions le paramètre de Rayleigh prend toutes les valeurs comprises entre les limites suivantes :

82 kHz :	0,030	$<$	g	$<$	3,57
150 kHz :	0,055	$<$	g	$<$	6,52
300 kHz :	0,11	$<$	g	$<$	13

Les tableaux de l'annexe 2-1.- donnent les valeurs intermédiaires de g que nous avons le plus souvent utilisées.

2-3-3.- ELIMINATION DES SIGNAUX PARASITES

Les signaux parasites proviennent des réflexions sur les parois de la cuve, des rayons directs émetteur -récepteur dans le cas des fortes incidences, du couplage direct émetteur-récepteur pour les faibles incidences où ils sont très voisins.

a) On atténuera l'effet de ces signaux parasites au moyen d'absorbeurs mobiles placés sur les parois de la cuve. Ces absorbeurs sont constitués de dièdres taillés dans des plaques de caoutchouc "ƒc" de fabrication industrielle.

Nous avons utilisé trois dimensions de dièdres. Ceux-ci sont collés sur un support en matière plastique. Chaque panneau absorbant a environ un mètre carré. En incidence normale, et pour 150 kHz, la perte à la réflexion est d'environ 100, soit 40 dB. Pour des incidences rasantes cette perte est moins importante, de l'ordre de 10. En annexe 2-2.- nous donnons un schéma des absorbeurs et la valeur du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence incidente.

De même, afin d'éviter le couplage direct émetteur-récepteur, on a entouré le boitier émetteur-récepteur de caoutchouc ρc.

b) Un émetteur et un récepteur suffisamment directifs éliminneront les rayons directs.

c) Pour certaines mesures nous utiliserons un train d'onde qui permet de séparer les différents signaux reçus par le récepteur et d'isoler le seul signal provenant de la diffusion sur la surface.

2-3-4.- CHOIX DES EMETTEURS ET RECEPTEURS

Nous avons choisi les fréquences de 82, 150 et 300 kHz. Pour les fréquences de 150 et 300 kHz nous avons utilisé des émetteurs circulaires de 50 et 30 mm de diamètre. Ce sont des disques de céramique ferroélectrique de zirconate de plomb convenablement amortis par une masse arrière. Ils peuvent fonctionner à bande large et transmettre convenablement des trains d'onde modulés en fréquence.

L'émetteur de 82 kHz a un diamètre de 120 mm. Il est du type composite non amorti. Dans tous les cas ces trois transducteurs devront être assez loin de la surface pour respecter la condition de Fraunhofer.

$$d > a^2/\lambda$$

a étant le rayon du transducteur. Les différents diamètres choisis permettent de conserver la même directivité quand on modifie la fréquence.

L'angle d'ouverture du faisceau, dont la valeur a 3 dB pour une source circulaire est donnée par la formule approchée :

$$2\alpha \simeq 58° \times \frac{\lambda}{d}$$

est choisi afin qu'à l'intérieur de la surface couverte par le faisceau la fonction de corrélation spatiale de la surface s'annule.

Dans le cas d'une source circulaire vibrant en piston, on sait que l'indicatrice de directivité est de la forme

$$D(\alpha) = 2 \frac{J_1\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha\right)}{\frac{\pi d}{\lambda} \sin\alpha}$$

Nous avons tracé ces indicatrices (Annexe 2-3.-) pour les différents types de transducteurs. Par la suite, pour faciliter les calculs numériques, nous avons approché l'indicatrice de directivité par une expression de la forme :

$$D(\alpha) = e^{-a^2 \sin^2\alpha}$$

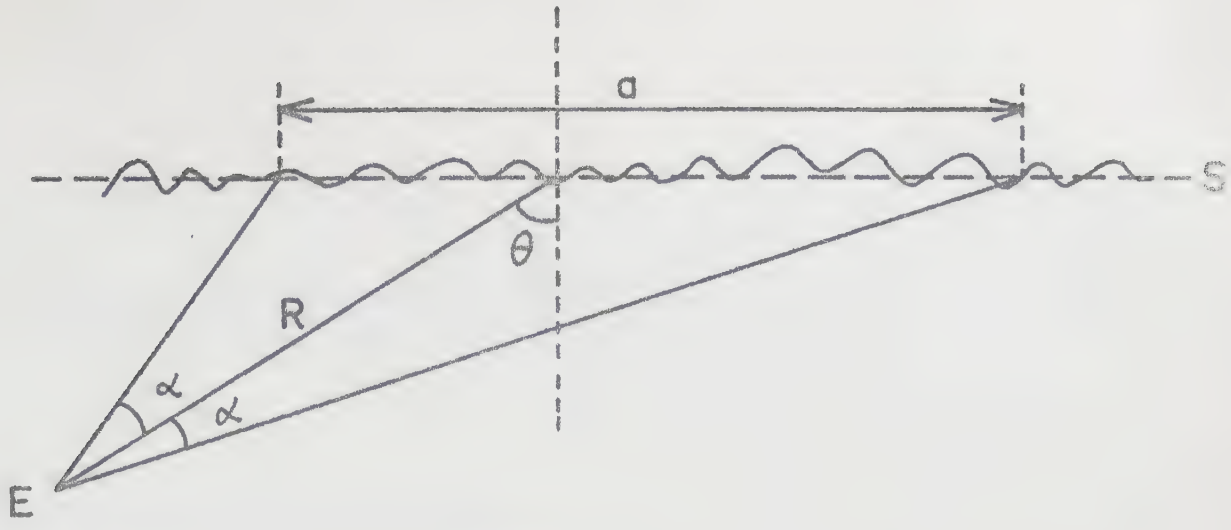
qui représente une Gaussienne.

Les dimensions de la surface couverte par le faisceau dépendent de la fréquence ultrasonore, mais aussi de l'angle d'incidence. Si l'on admet que l'énergie ultrasonore est contenue dans un cône ayant son sommet au centre de l'émetteur, alors la surface couverte par le faisceau sera elliptique.

En fonction de l'angle d'ouverture du faisceau le grand axe de l'ellipse a pour valeur

$$a = R \sin\alpha \left[\frac{1}{\cos(\theta-\alpha)} + \frac{1}{\cos(\theta+\alpha)}\right] \qquad (2\text{-}36)$$

où R est la distance suivant l'axe acoustique de l'émetteur à la surface, θ l'angle d'incidence et α le demi angle d'ouverture. Figure 2-3 - Nous donnons en annexe 2-3.- quelques exemples de surfaces couvertes par le faisceau.



- Figure 2-3 -

2-3-5.- LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'émetteur et le récepteur ultrasonores sont fixés sur deux bras métalliques indépendants. Ces bras pivotent autour d'un axe situé dans le plan du dioptre air-eau formé par la surface de l'eau au repos dans la cuve. L'émetteur et le récepteur restent toujours à une distance fixe de l'axe de rotation, à 1 mètre pour l'émetteur et 1,30 m pour le récepteur. Une commande mécanique à distance permet de pointer au mieux l'émetteur et le récepteur pour une incidence donnée suivant la direction spéculaire. Les pointages pour des incidences comprises entre 0 et 80° sont possibles tous les 10 degrés. Un dispositif de tiges coulissantes permet d'obtenir une bonne précision angulaire.

*

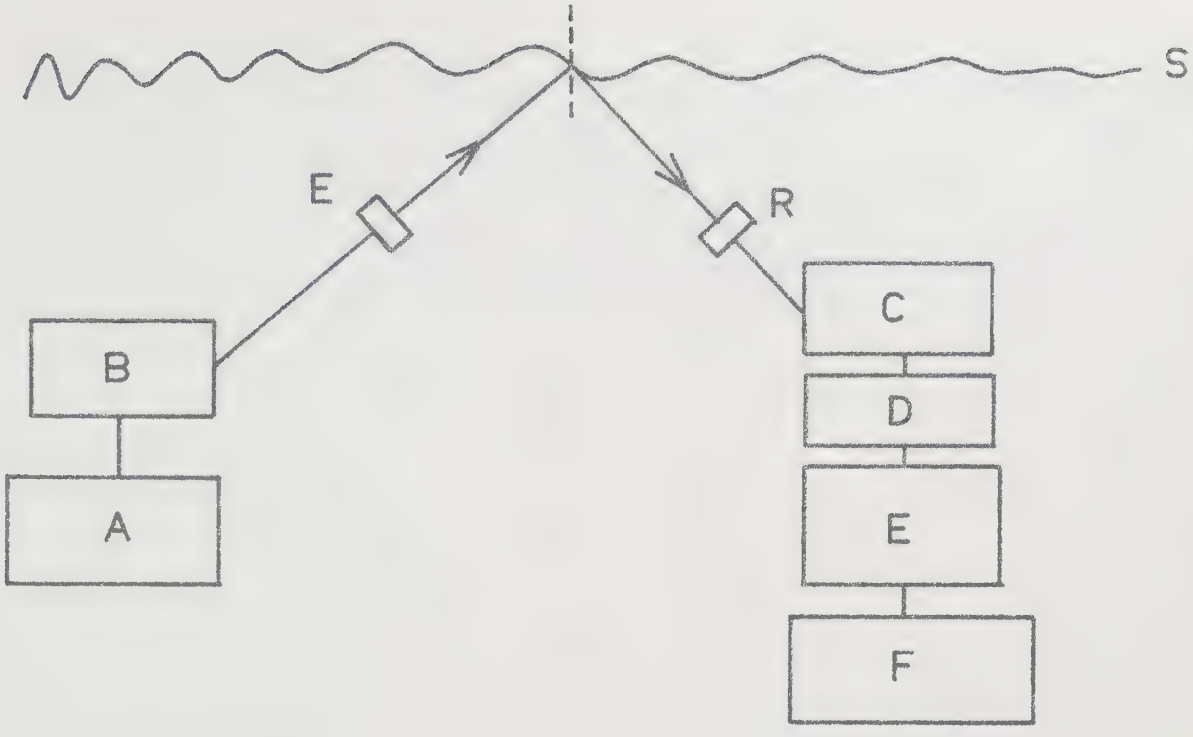
* *

*

2-4.- ETUDE STATISTIQUE DE LA DIFFUSION SPECULAIRE

2-4-1.- PRINCIPE DE LA MESURE.

Pour cette étude, nous avons travaillé en émission entretenue à la fréquence ultrasonore de 150 kHz. A l'émission, la stabilité en fréquence et en amplitude est assurée par un synthétiseur de fréquence. Suivant la direction spéculaire nous ne nous intéresserons ici qu'aux variations d'amplitude du signal monochromatique diffusé par la surface agitée. Pour celà le signal ultrasonore reçu après réfléxion sur la surface est amplifié puis détecté. Seules les variations de l'enveloppe du signal diffusé sont analysées au moyen de l'ensemble de traitement statistique DIDAC 800 décrit au paragraphe 1-3-2. -Nous obtenons sous forme d'histogrammes les densités de probabilité de l'enveloppe du signal pour différents états de surface et pour des incidences comprises entre 0 et 80°. Les valeurs des densités de probabilité correspondant à chaque classe d'amplitude sont traduites numériquement sous forme de ruban perforé en vue d'un traitement sur ordinateur. La figure 2-4 montre le schéma de principe de la mesure



- Figure 2-4 -

Schéma de principe - Analyse d'amplitude

Emission

A : Synthétiseur de fréquence

B : Amplificateur de puissance 10 W

Réception

C : Amplificateur de tension

D : Détection de l'enveloppe du signal

E : Analyseur statistique

F : Numérisation des résultats (Ruban perforé)

Dans chaque expérience nous avons tracé les densités de probabilité des fluctuations de l'enveloppe du signal. Puis nous avons calculé à l'aide des formules (1-20) et (1-21) de la première partie les valeurs moyennes et les écarts types correspondants. Enfin nous avons déterminé le coefficient de variation correspondant

$$\gamma_N = \frac{\sigma}{m} \qquad (2\text{-}37)$$

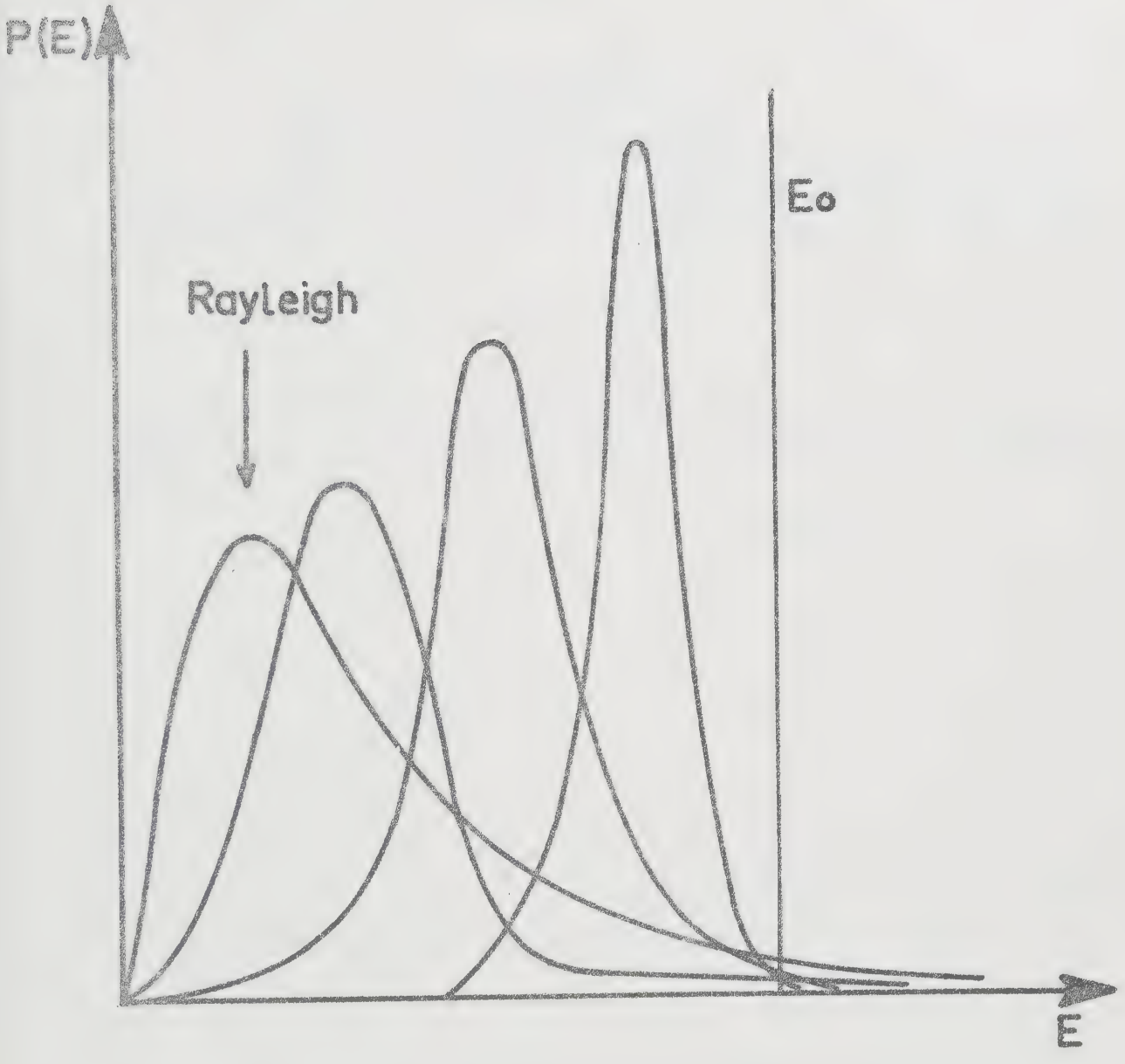
2-4-2.- STATISTIQUE DE L'ENVELOPPE DU SIGNAL DIFFUSE

Si pour une incidence et une fréquence ultrasonore données nous traçons sur un même diagramme les densités de probabilité correspondant à des forces du vent croissantes, nous constatons que les courbes obtenues se déplacent vers l'origine à partir d'une position extrême E_o correspondant à la réflexion sur une surface calme.

En se déplaçant vers la gauche, les courbes semblent tendre vers une loi de Rayleigh.

La figure 2-5 schématise ce mécanisme.

Dans ces conditions peut-on trouver une loi de probabilité qui ajuste correctement nos résultats et prenne en charge les paramètres fondamentaux qui expliquent le phénomène physique de la diffusion ? C'est à cette question que nous allons essayer de répondre maintenant.



- Figure 2-5 -

a) La forme limite de Rayleigh

Montrons tout d'abord que la forme limite de ces lois expérimentales tend vers une loi de probabilité de Rayleigh et supposons que le signal reçu par le récepteur soit de la forme

$$S(t) = E(t) \cos \left[\omega_0 t + \Phi(t)\right]$$

et intéressons nous uniquement aux variations E(t) de l'enveloppe. Celle-ci est obtenue après détection et se déduit du signal analytique

$$S(t) = S_1(t) + j\, S_2(t) = E(t)\, e^{j\left[\omega_0 t + \Phi(t)\right]}$$

d'où nous tirons

$$E(t) = \sqrt{S_1^2(t) + S_2^2(t)}$$

Si les valeurs instantanées de S_1 et S_2 suivent une loi de probabilité de Laplace - Gauss de même écart type σ et si la phase $\Phi(t)$ est équipartie entre $-\pi$ et $+\pi$ un calcul désormais classique montre que les variations de l'enveloppe E(t) suivent la loi de probabilité de Rayleigh

$$p(E) = \frac{E}{\sigma^2}\, e^{-\frac{E^2}{2\sigma^2}} \qquad (2\text{-}38)$$

pour laquelle le coefficient de variation

$$\gamma_N = \frac{\sigma}{m} = 0{,}5227$$

Dans nos différentes expériences nous avons calculé le coefficient de variation γ_N qui exprime le rapport de l'écart type à la valeur moyenne du signal diffusé. Pour plusieurs états de surface et

différents angles d'incidence nous avons tracé les valeurs de γ_{N} en fonction de la variable réduite

$$g = \frac{4\pi}{\lambda}\sigma_s \cos\theta$$

Sur la figure 2-6 nous avons porté un certain nombre de résultats qui montrent que γ_N d'abord petit lorsque g est petit, croit rapidement de 0 à 0,48 environ pour les valeurs de g comprises entre 0 et 1, plus lentement ensuite pour tendre vers la valeur limite 0,52 pour les fortes valeurs de g. C'est précisément la valeur du coefficient de variation de la loi de Rayleigh.

Pour une surface fortement agitée, le signal est entièrement diffusé. La loi limite des fluctuations expérimentales est une loi de Rayleigh.

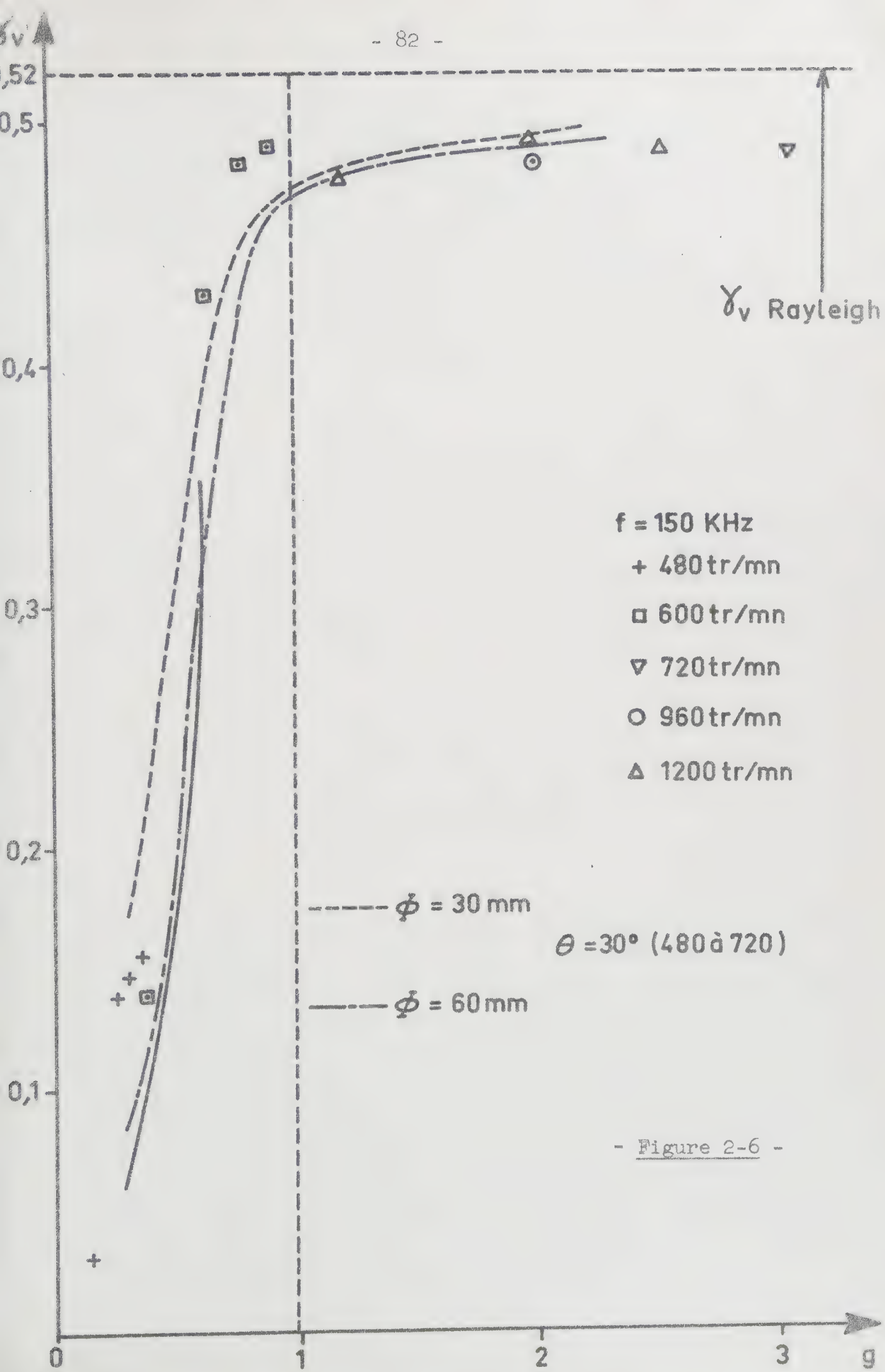
b) La loi de Rice

Pour des surfaces peu agitées la densité de probabilité s'écarte beaucoup de la loi de Rayleigh. Les courbes deviennent symétriques, et s'éloignent de l'origine. On peut penser qu'aux fluctuations incohérentes se superpose un signal cohérent. La loi de Rice [32] représente cette situation, elle s'écrit :

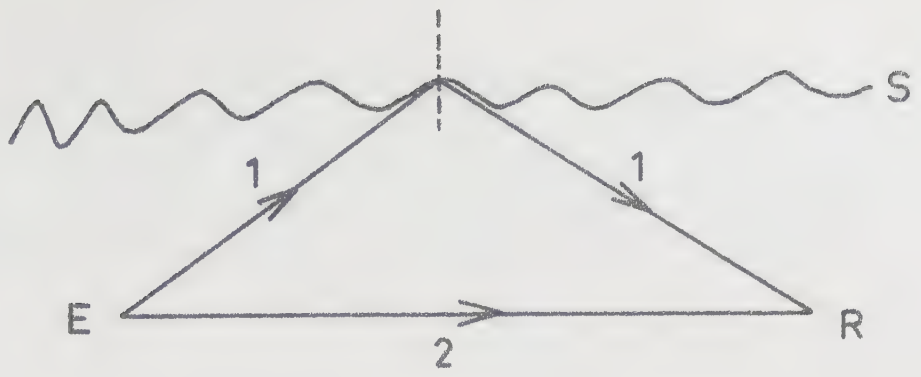
$$p(E) = \frac{E}{\sigma^2}\, e^{-\frac{E^2 + E_0^2}{2\sigma^2}}\, I_0\left(\frac{E.E_0}{\sigma^2}\right) \qquad (2\text{-}39)$$

Elle suppose qu'au signal diffusé se superpose un signal cohérent d'amplitude constante E_0. I_0 étant la fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro. La loi de Rice s'applique bien au cas d'un émetteur peu directif qui envoie une fraction constante de l'énergie sur le récepteur, l'autre fraction étant diffusée par la surface - (figure 2-7). Notons que pour $E_0 = 0$ nous retrouvons la forme limite de Rayleigh.

Cette loi n'ajuste pas nos résultats car nous avons choisi des sources directives afin d'éliminer le couplage direct Emetteur-Récepteur par le trajet (2).


γv
0,52
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
γv Rayleigh
f = 150 KHz
+ 480 tr/mn
□ 600 tr/mn
▽ 720 tr/mn
○ 960 tr/mn
△ 1200 tr/mn
------ ϕ = 30 mm
θ = 30° (480 à 720)
——— ϕ = 60 mm
0
1
2
3
g

- Figure 2-6 -



- Figure 2-7 -

c) Somme de plusieurs signaux

Nous avons alors essayé de représenter le signal reçu par la somme de N signaux élémentaires E_n [33] statistiquement indépendants, de même écart type σ et obéissant à une loi de Rayleigh. Dans ces conditions l'enveloppe du signal reçu possède une loi de densité de probabilité telle que :

$$m = N \langle E \rangle$$

$$\sigma^2 = N \sigma_E^2$$

d'où
$$\gamma_N = \frac{\sigma}{m} = \frac{\sqrt{N}}{N} \frac{\sigma_E}{\langle E \rangle} = \frac{1}{\sqrt{N}} \gamma_R \qquad (2\text{-}40)$$

Avec $\gamma_R = 0{,}5227$ puisque nous avons supposé pour chaque composante une loi de Rayleigh. Il devient alors facile de calculer le nombre N de signaux élémentaires à l'aide de la relation (2-40) et des valeurs expérimentales de σ et m. Dans ces conditions Ol' Shevskii [34] montre que l'on peut représenter la loi de probabilité par un développement en série de Gram - Charlier - Edgworth. Si le nombre N de signaux élémentaires croit indéfiniment, le développement tend vers la loi normale. Celà correspond au théorème des grands nombres.

Tout se passe comme si chaque signal E_n provenait d'un diffuseur élémentaire représenté par un élément dS de la surface. Bien que l'on puisse ajuster la loi théorique à la loi expérimentale, certaines objections peuvent être formulées.

Tout d'abord le développement n'est valable que pour $N > 1$, pour $N = 1$ nous adoptons la forme limite de Rayleigh.

Ensuite, cette théorie ne tient pas compte du déphasage éventuel entre signaux élémentaires. Ol' Shevskii pose :

$$E(t) = \sum_n E_n(t)$$

or, en toute rigueur nous avons :

$$E(t) = \sum_n E_n(t)\, e^{j \Phi_n(t)}$$

c'est pourquoi nous avons rejeté cette hypothèse qui ne représente pas nos résultats. Par contre, remarquons que si le signal diffusé est capté par un réseau de N récepteurs dont on détecte puis additionne les signaux en sortie, les fluctuations du signal résultant tendent vers la loi normale de Laplace-Gauss, lorsque le nombre de capteurs devient grand.

d) Loi Chi

Cette deuxième hypothèse étant rejetée, raisonnons maintenant sur la valeur quadratique du signal. Représentons le signal reçu par la somme des valeurs quadratiques des signaux élémentaires diffusés par les éléments d S de la surface.

Nous avons maintenant :

$$E^2 = \sum_n \left[E_n(t)\right]^2$$

Pour celà, nous supposons que le signal réfléchi est complètement incohérent et que la phase des signaux élémentaires est équipartie entre $-\pi$ et $+\pi$. De plus, si chaque signal élémentaire est de la forme

$$E_N = x_N + i\, y_N$$

nous obtenons $E_N^2 = x_N^2 + y_N^2$

Pour N signaux diffusés nous avons 2n composantes, et le signal reçu sera proportionnel à l'intensité acoustique diffusée, soit

$$I = k(x^2 + y^2 + \ldots\ldots x_{\frac{n}{2}}^2 + y_{\frac{n}{2}}^2)$$

dont le "Chi Deux" (χ^2) est la loi de probabilité bien connue à n degrés de liberté :

$$P(I) = \frac{1}{2^{\frac{n}{2}} \sigma^n \Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} I^{\frac{n-2}{2}} e^{-\frac{I}{2\sigma^2}} \qquad (2\text{-}41)$$

Mais, nous mesurons l'enveloppe

$$E = \sqrt{I} = \sqrt{x_1^2 + y_1^2 + \ldots\ldots x_{\frac{n}{2}}^2 + y_{\frac{n}{2}}^2}$$

d'où la nouvelle loi de probabilité

$$P(E) = \frac{1}{2^{N-1} \sigma^{2N} \Gamma(N)} E^{(2N-1)} e^{-\frac{E^2}{2\sigma^2}} \qquad (2\text{-}42)$$

Après avoir remplacé n par 2 N.

Pour N = 1 soit n = 2 nous obtenons la forme limite de Rayleigh

$$p(E) = \frac{1}{\sigma^2} e^{-\frac{E^2}{2\sigma^2}}$$

Nous pouvons calculer ensuite la valeur moyenne et l'écart type de la loi (2-42). Le calcul étant classique nous nous bornons à rappeler les résultats :

$$m = \int_0^\infty E \; P(E) \, dE = \sigma\sqrt{2} \; \frac{\Gamma\left(N+\frac{1}{2}\right)}{\Gamma(N)} \qquad (2\text{-}43)$$

$$\sigma_E = \sigma\sqrt{2} \; \sqrt{N - \left[\frac{\Gamma\left(N+\frac{1}{2}\right)}{\Gamma(N)}\right]^2} \qquad (2\text{-}44)$$

$$\gamma_\sigma = \frac{\sigma_E}{m_E} = \sqrt{N\left[\frac{\Gamma(N)}{\Gamma\left(N+\frac{1}{2}\right)}\right]^2 - 1} \qquad (2\text{-}45)$$

Cette dernière valeur vaut 0,5227 pour N = 1 et tend vers zéro pour N grand. C'est en fait ce que nous avons observé. Pour un calcul sur machine, nous pouvons déterminer N à partir de la relation (2-45), toutefois une bonne approximation est encore donnée par :

$$\gamma_{N} = \frac{0,5227}{\sqrt{N}}$$

La valeur de N ainsi obtenue est réelle, mais nous devons prendre une valeur entière pour respecter l'hypothèse des N composantes diffuses du signal reçu.

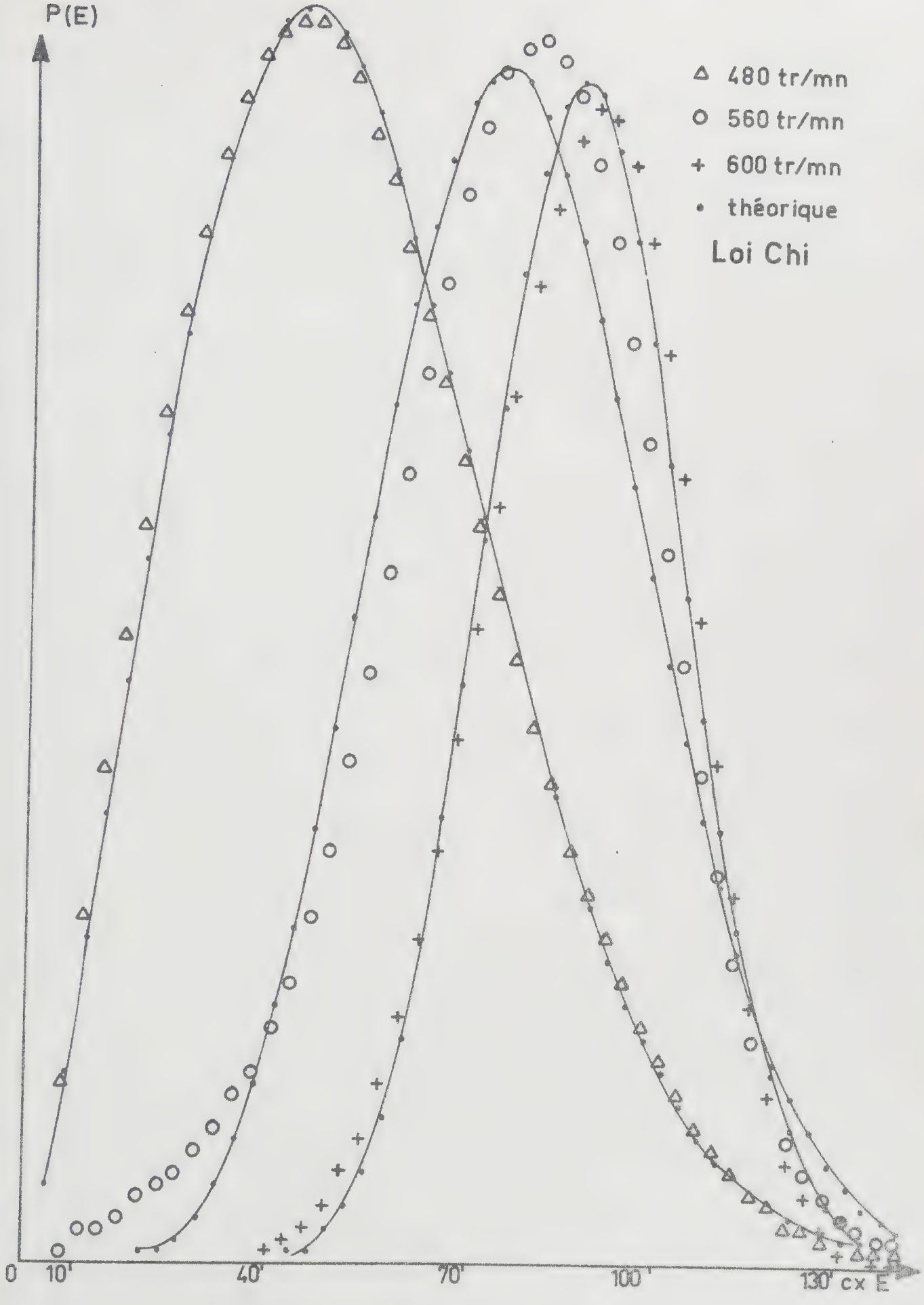
Nous déterminons donc la valeur de N correspondant à une mesure donnée, fréquence ultrasonore, incidence, état de surface ; puis nous calculons les valeurs théoriques de la loi de probabilité (2-42) - (Programme DIFFU).

Enfin, nous effectuons un test d'hypothèse pour vérifier si la loi choisie ajuste au mieux les résultats expérimentaux obtenus sous forme d'histogrammes. Nous avons choisi le test du χ^2 pour cette hypothèse. Pour les valeurs suivantes des paramètres

$$0,40 < g < 1,34$$
$$1 < N < 25$$

Le tableau 2-1 rassemble les résultats obtenus.

La figure 2-8 donne un exemple de courbes ajustées pour trois valeurs de N : 1, 3 et 8.


P(E)
480 tr/mn
560 tr/mn
600 tr/mn
théorique
Loi Chi
0
10'
40'
70'
100'
130'
cx E

- Figure 2-8 -

150 kHz τ = 37 ms

	θ	g	γ_v	N réel	X^2
480 tr/mn	10	0,6273	0,181	7,88	104,96
χ^2 = 200,34	20	0,5986	0,204	6,23	113,48
	30	0,5516	0,166	9,32	85,62
	40	0,4880	0,141	12,81	50,47
	50	0,4094	0,102	24,41	74,43
520 tr/mn	10	0,7907	0,307	2,79	166,14
χ^2 = 200,34	20	0,7544	0,326	2,48	124,30
	30	0,6953	0,285	3,23	174,16
	40	0,6150	0,240	4,51	133,99
	50	0,5161	0,166	9,27	128,30
560 tr/mn	10	1,1296	0,406	1,61	76,27
χ^2 = 200,34	20	1,0779	0,417	1,54	83,60
	30	0,9934	0,399	1,67	79,25
	40	0,8787	0,345	2,22	168,05
	50	0,7373	0,285	3,23	186,91

Loi Chi - Test χ^2

- TABLEAU 2-1 -

Nous faisons remarquer que le bon accord entre les courbes expérimentales et théoriques n'est obtenu qu'en admettant de prendre les valeurs réelles de N et non plus entières, ce qui n'est pas compatible avec les hypothèses physiques. Nous avons donc essayé une loi beaucoup plus générale qui a été obtenue conjointement par Beckmann [19] et Nakagami [35].

2-4-3.- LOI DE PROBABILITE DE BECKMANN

a) Définition de la loi de Beckmann [19]

Elle peut être considérée comme une loi de Rayleigh généralisée. Comme point de départ elle fait appel au signal analytique

$$S(t) = S_1(t) + i\, S_2(t) = E(t)\, e^{i(\omega_0 t + \varphi)}$$

où $E(t)$ est l'enveloppe du signal et φ la phase que nous supposerons équipartie entre. $-\pi$ et $+\pi$. Les hypothèses statistiques faites sur S_1 et S_2 sont différentes de celles de Rayleigh. En effet Beckmann suppose les fonctions aléatoires S_1 et S_2 de Laplace - Gauss, mais que la valeur moyenne de S_1 n'est pas nulle, celle de S_2 est nulle, les variances s_1 et s_2 sont différentes, soit en résumé

$$\langle S_1 \rangle \neq 0 \qquad \langle S_2 \rangle = 0$$

$$s_1 \neq s_2$$

Nous assimilerons par la suite la partie cohérente du signal diffusé à la valeur moyenne $\langle S_1 \rangle$.

La densité de probabilité bidimentionnelle correspondant aux composantes S_1 et S_2 est le produit des densités de S_1 et S_2, soit

$$p(S_1, S_2) = \frac{1}{2\pi\sqrt{s_1 s_2}}\, e^{-\left[\frac{(S_1-\alpha)^2}{2s_1} + \frac{S_2^2}{2s_2}\right]} \qquad (2\text{-}46)$$

avec $\langle S_1 \rangle = \alpha$

Soit en faisant le changement de variable

$$S_1 = E \cos\varphi \qquad S_2 = E \sin\varphi \tag{2-46}$$

il vient :

$$p(E)\ \frac{E}{2\pi\sqrt{s_1 s_2}} \int_0^{2\pi} e^{-\frac{(E\cos\varphi - \alpha)^2}{2 s_1} - \frac{E^2 \sin^2\varphi}{2 s_2}} d\varphi \tag{2-47}$$

L'intégration est donnée par Beckmann qui pose :

$$D = \frac{s_2 \alpha^2 + s_1 E^2}{2 s_1 s_2} \qquad P = \frac{s_2 - s_1}{2 s_1 s_2} E^2$$

$$Q = \frac{\alpha}{s_1} E$$

Il vient

$$(E) = \frac{E}{\sqrt{s_1 s_2}} e^{-\frac{\alpha^2}{2 s_1} - \frac{(s_1 + s_2)}{4 s_2} E^2} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \varepsilon_m I_m\left(\frac{s_1 - s_2}{4 s_1 s_2} E^2\right) I_{2m}\left(\frac{\alpha E}{s_1}\right)$$

Où $\quad \varepsilon_m = 1$ pour $m = 0$ (2-48)

$\varepsilon_m = 2$ pour $m \neq 0$

et I_m la fonction de Bessel modifiée d'ordre m.

Posons les variables réduites

$$B^2 = \frac{\alpha^2}{s_1 + s_2} \tag{2-49}$$

$$u = \frac{E}{\sqrt{s_1 + s_2}} \tag{2-50}$$

et

$$K = \sqrt{\frac{s_2}{s_1}} \tag{2-51}$$

Nous trouvons pour (2-48)

$$p(u) = \frac{K^2 + 1}{K} u\, e^{-\frac{1 + K^2}{2}\left(B^2 + \frac{1 + K^2}{2K^2} u^2\right)} \quad x$$

$$x \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \varepsilon_m I_m\left(\frac{K^4 - 1}{4K^2} u^2\right) I_{2m}\left[B(1 + K^2)\, u\right] \tag{2-52}$$

C'est sous la forme (2-52) que nous appliquerons la loi de probabilité à nos expériences. Remarquons au passage que pour K = 1 et $B^2 = 0$ la loi 2-52 prend la forme limite de Rayleigh, les variances de S_1 et S_2 sont alors identiques et le terme cohérent proportionnel à B^2 est nul.

b) Détermination des paramètres K et B

C'est par l'intermédiaire des paramètres K et B que nous allons introduire les données expérimentales dans la loi (2-52).

La détermination du paramètre K est donnée par Beckmann, nous le rappelons simplement. Les variations d'amplitude de la surface obéissant à une loi de Laplace-Gauss, elles sont de plus symétriques par rapport au niveau moyen ; on montre alors que :

$$K^2 = \frac{1 + e^{-g^2}}{1 - e^{-g^2}} = \coth \frac{g^2}{2} \qquad (2\text{-}53)$$

avec comme d'habitude

$$g = \frac{4\pi}{\lambda} \sigma_s \cos\theta$$

Pour les fortes valeurs de g $K^2 \to 1$

K^2 augmente rapidement lorsque g diminue. Le paramètre K dépend donc directement de l'état de surface, de la longueur d'onde ultrasonore, de l'angle d'incidence.

La détermination de B à partir des valeurs expérimentales est plus délicate. Nous écrirons l'énergie totale reçue sous la forme

$$\sigma^2_{exp} + m^2_{exp} = \alpha^2 + I_{incoh} \qquad (2\text{-}54)$$

où I_{incoh} représente l'énergie totale du terme incohérent.

Soit encore :

$$I_{incoh} = \sigma^2_{incoh} + m^2_{incoh} = \sigma^2_{incoh} + \frac{\sigma^2_{incoh}}{\left(\gamma^H_v\right)^2} \qquad (2\text{-}55)$$

$$= \sigma^2_{exp}\left[1 + \frac{1}{\left(\gamma^H_v\right)^2}\right]$$

Dans le cas général ou $s_1 \neq s_2$ ce terme incohérent a une densité de probabilité de Hoyt.

$$p(E) = \frac{E}{\sqrt{s_1 s_2}} e^{-\frac{s_1 + s_2}{4 s_1 s_2} E^2} I_0\left(\frac{s_1 - s_2}{4 s_1 s_2} E^2\right) \qquad (2\text{-}56)$$

γ_v^H est le coefficient de variation correspondant.

Nous l'avons calculé à partir de l'expression générale des moments

$$\langle E^k \rangle = \int E^k p(E)\, dE$$

nous obtenons après un calcul assez long

$$\left(\gamma_v^H\right)^2 = \frac{4}{\pi\left[{}_2F_1\left(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}; 1; K'^2\right)\right]^2} - 1 \qquad (2\text{-}57)$$

après avoir introduit la notation des séries hypergéométriques de Pochammer [36]

$${}_pF_q(\alpha_1, \ldots \alpha_p; \beta_1 \ldots \beta_q; z) = \sum_{r=0}^{\infty} \frac{[\alpha_1]_r \cdots [\alpha_p]_r}{[\beta_1]_r \cdots [\beta_q]_r} \frac{z^r}{r!}$$

Nous avons aussi

$$K' = \frac{1 - K^2}{1 + K^2} \qquad (2\text{-}58)$$

K = 1 entraine $K' = 0$ et ${}_2F_1 = 1$

Alors $\gamma_v^H = 0{,}5227$ qui est la valeur correspondant à la loi de Rayleigh. Pour K grand K'^2 tend vers 1 et $\gamma_v^H = 0{,}7447$. Revenons à (2-54) nous obtenons compte tenu de 2-55

$$\alpha^2 = m_{exp}^2 - \frac{\sigma_{exp}^2}{\left(\gamma_v^H\right)^2} \qquad (2\text{-}59)$$

Nous avons maintenant tous les éléments pour ajuster la densité de probabilité théorique aux valeurs expérimentales. Pour chaque série de mesures, calculons successivement :

le paramètre $g = \frac{4\pi \sigma_s}{\lambda} \cos\theta$ (2-35)

qui caractérise le paramètre de diffusion de la surface ;

le coefficient $K^2 = \coth \frac{g^2}{2}$ (2-53)

qui représente le facteur de dissymétrie de la composante incohérente.

Par l'intermédiaire de

$$K' = \frac{1 - K^2}{1 + K^2} \qquad (2-$$

nous obtenons les valeurs correspondantes de γ_σ^H (relation 2-62) les valeurs de

$$I_{incoh} = \lambda_1 + \lambda_2 = \sigma_{exp}^2 \left(1 + \frac{1}{(\gamma_\sigma^H)^2}\right) \qquad (2-59$$

et de

$$\alpha^2 = m_{exp}^2 - \frac{\sigma_{exp}^2}{(\gamma_\sigma^H)^2} \qquad (2-59$$

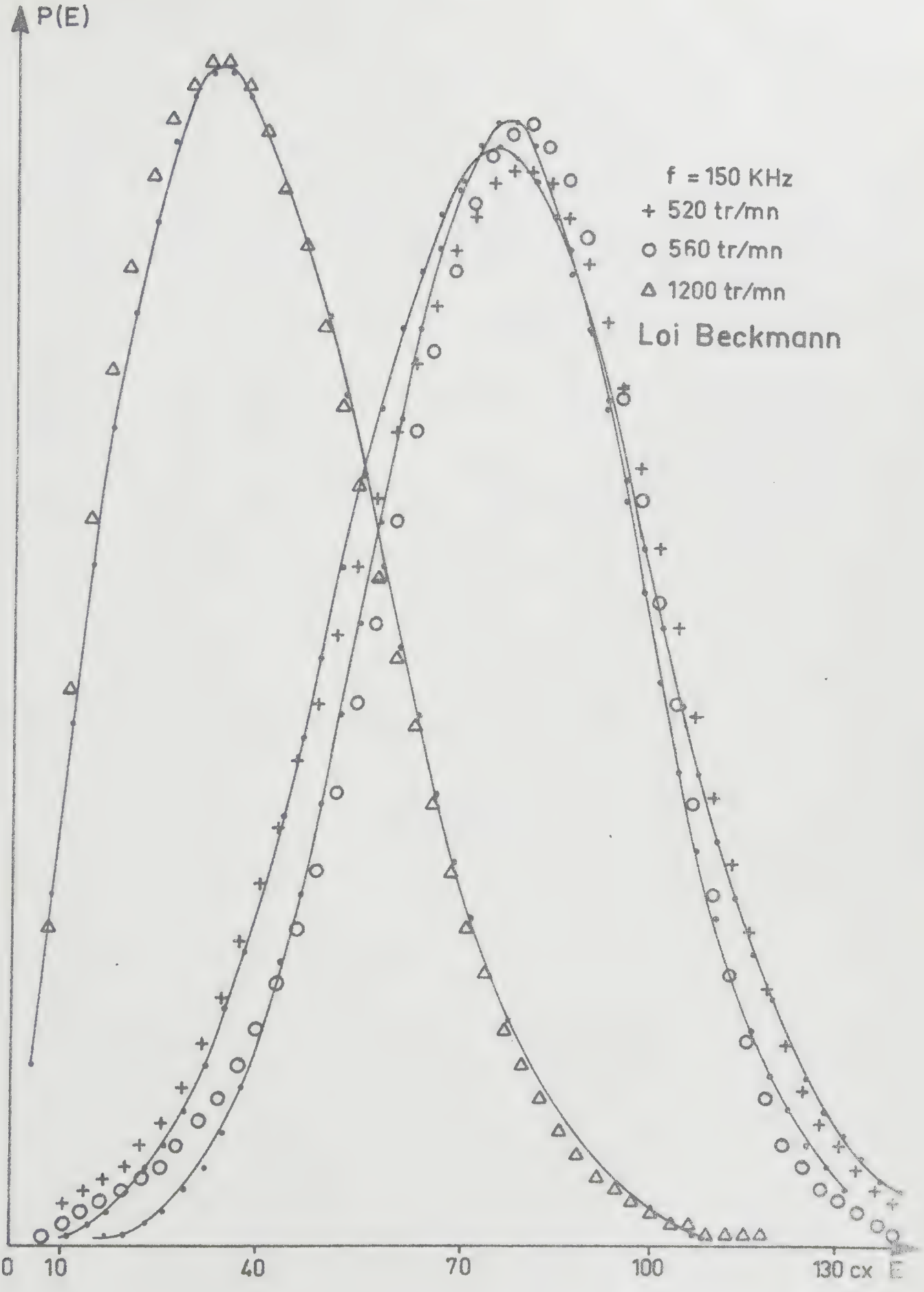
qui permettent enfin d'obtenir

$$B^2 = \frac{\alpha^2}{\lambda_1 + \lambda_2} = \frac{m_{exp}^2 - \frac{\sigma_{exp}^2}{(\gamma_\sigma^H)^2}}{\sigma_{exp}^2 \left(1 + \frac{1}{(\gamma_\sigma^H)^2}\right)} = \frac{\frac{1}{(\gamma_\sigma^{exp})^2} - \frac{1}{(\gamma_\sigma^H)^2}}{1 + \frac{1}{(\gamma_\sigma^H)^2}} \qquad (2-60)$$

c) Calcul numérique de la loi de Beckmann

A partir des valeurs expérimentales de m et σ nous avons calculé B et pour une expérience donnée K. Nous avons porté ces valeurs dans l'expression (2-52) et calculé la densité de probabilité correspondante. (Programme DIFFUS). Les valeurs obtenues sont comparées aux relevés expérimentaux. Nous utilisons encore le test du χ^2 pour contrôler la valeur de notre hypothèse. Les résultats sont résumés dans le tableau 2-2. Ils correspondent aux courbes de la figure 2 - 9.

La loi Beckmann ajuste bien nos résultats, elle conduit à des valeurs faibles du χ^2 et elle n'exige aucune hypothèse simplificatrice.


P(E)
f = 150 KHz
+ 520 tr/mn
o 560 tr/mn
Δ 1200 tr/mn
Loi Beckmann
0
10
40
70
100
130 cx
E

- Figure 2-9 -

ν	θ	g	γ_ν	χ^2
520	20	0,7544	0,3261	63,45
560	50	0,7375	0,2847	90,47
600	10	1,334	0,4887	32,34
600	50	0,8707	0,4308	37,03
1 200	20	6,1104	0,5205	44,45

= 175,20

= 159,81

= 156,51

= 159,81

= 137,70

Loi Beckmann - Test χ^2

- TABLEAU 2-2 -

Pour les faibles valeurs de g la relation (2-53) donne pour K^2 des valeurs trop fortes , nous remarquons que la densité de probabilité est symétrique autour de la valeur du terme cohérent. Nous pouvons alors ajuster les résultats expérimentaux à l'aide d'une loi normale. Cette méthode simplifie beaucoup les calculs et surtout réduit considérablement le temps de calcul machine.

Nous choisissons la loi normale dés que l'argument de la deuxième fonction de Bessel dans (2-52) est égale à 10, soit :

$$B(1 + K^2) \geqslant 10$$

Remarquons encore que lorsque B augmente, les densités de probabilité s'éloignent de l'origine, lorsque K augmente, le maximum des courbes augmente, ce que nous vérifions expérimentalement.

La Loi de Beckmann développée à propos des ondes électromagnétiques s'applique parfaitement à la diffusion des ondes acoustiques et plus particulièrement aux problèmes de réflexion diffuse par la surface de la mer.

A la différence de la loi de Rice (2-39) où le terme cohérent est indépendant de la diffusion, la loi Beckmann rend compte d'un terme cohérent qui dépend précisément de cette diffusion car il décroit pour les fortes valeurs de g. C'est bien là ce que nous avons constaté tout au long de nos mesures.

La complexité apparente de la loi Beckmann fait qu'elle est peu ou pas appliquée, c'est pourquoi il nous a semblé interessant de l'étudier, nos mesures confirment sa validité.

2-4-4.- VALEURS MOYENNES ET ECARTS-TYPES

Nous venons de montrer que la loi Beckmann ajuste au mieux nos histogrammes expérimentaux. Pour celà, dans chaque expérience nous avons déterminé les valeurs expérimentales de la moyenne m et de l'écart type des fluctuations d'enveloppe du signal diffusé. Examinons comment se comporte ces valeurs en fonction de la variable réduite

$$g = \frac{4\pi}{\lambda} \sigma_s \cos \theta$$

Afin de comparer nos différentes mesures, nous avons tracé les valeurs normées par rapport à l'amplitude du signal acoustique reçu, surface au repos.

Les courbes des figures 2-10 et 2-11 montrent les variations de m et σ en fonction de g. Ces courbes ont été obtenues à partir des valeurs expérimentales normées, puis lissées par un polynome de fort degré par une approximation au sens des moindres carrés. (Programme MESU).

Pour comparer ces résultats expérimentaux aux valeurs théoriques, nous avons calculé sur ordinateur (Programme SIGTHE) les valeurs du terme cohérent, qui d'après le premier terme de (2-31) est proportionnel à :

$$e^{-\frac{1}{2}(kc)^2\sigma_s^2} = e^{-\frac{g^2}{2}} \qquad (2\text{-}61)$$

et l'intensité incohérente donnée par le deuxième terme de (2-31)

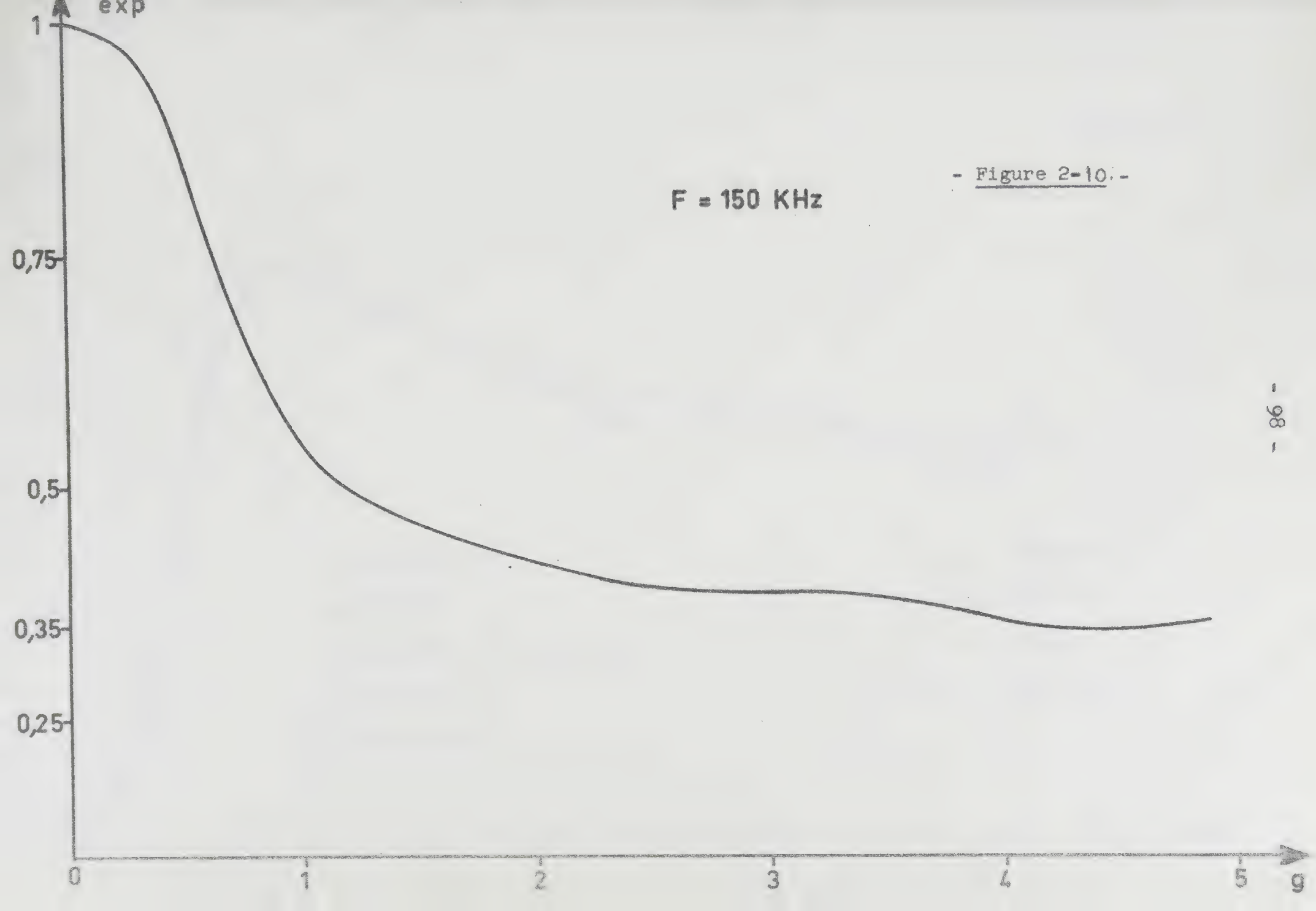
$$\sigma_p^2 = \frac{e^{-(kc)^2\sigma_s^2}\int J(x)\left[e^{(kc)^2\sigma_s^2 C(x)} - 1\right]dx}{\left[1+\frac{1}{(\gamma_r^H)^2}\right]\int J(x)\,dx} \qquad (2\text{-}62)$$

Les résultats montrent que les valeurs expérimentales et calculées sont comparables à condition de remplacer dans (2-61) et (2-62) la valeur de σ_s par $2\,\sigma_s$. Elle traduit la condition d'interférence entre deux rayons sonores voisins. En effet la différence de marche entre ces deux rayons s'écrit :

$$\ell = 2\,h\cos\theta$$

soit ici, nous pouvons prendre $h = 2\,\sigma_s$

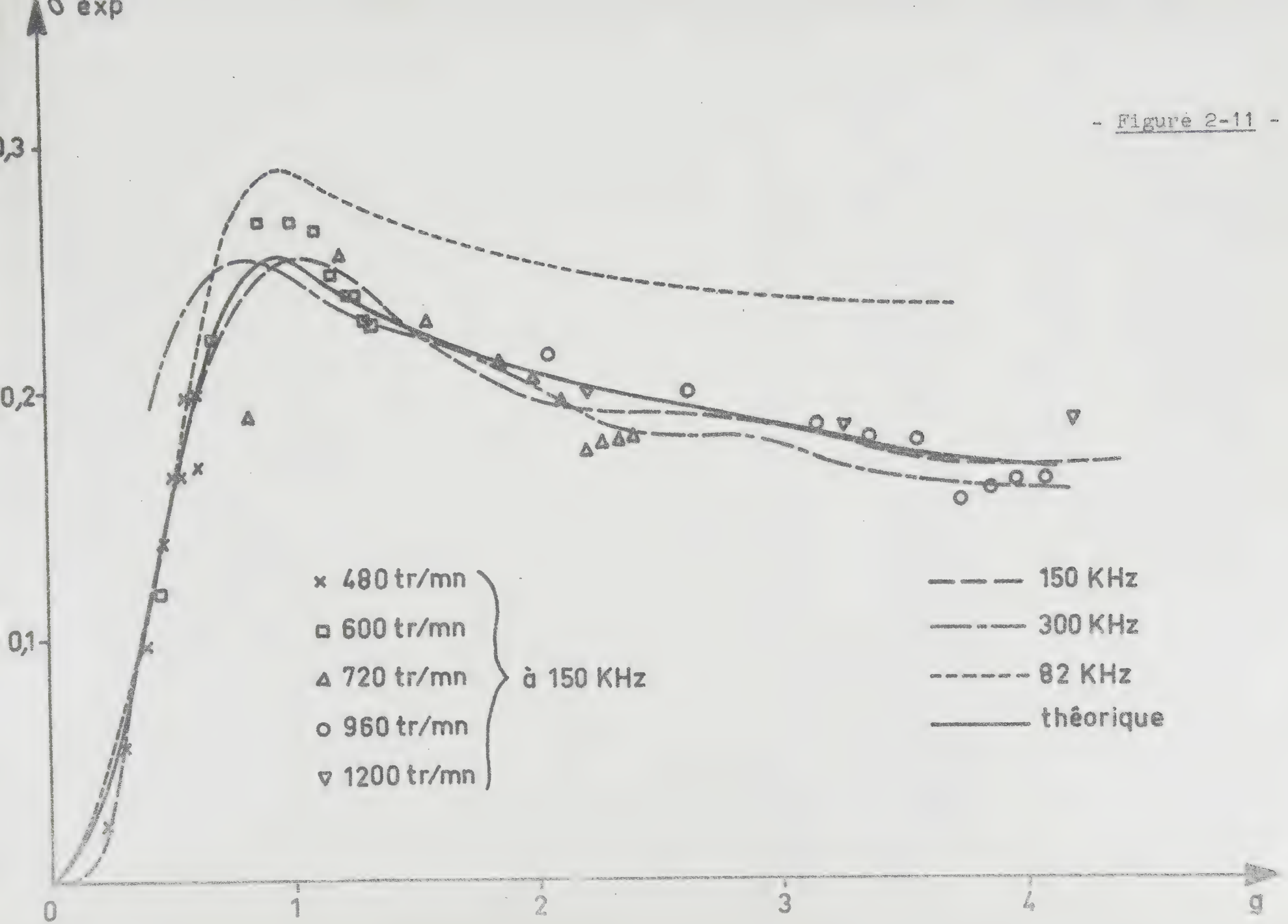
Dans ces conditions, l'écart type nul pour g = 0 croît avec g, passe par un maximum pour g = 1 (condition d'interférence maximum) puis décroît ensuite quand g continue à augmenter.



- Figure 2-10 -

F = 150 KHz

- Figure 2-11 -


σ exp
0,3
0,2
0,1
0
1
2
3
4
g
× 480 tr/mn
□ 600 tr/mn
△ 720 tr/mn
○ 960 tr/mn
▽ 1200 tr/mn
à 150 KHz
150 KHz
300 KHz
82 KHz
théorique

Par contre, la valeur moyenne du signal tend vers zéro beaucoup plus lentement que ne le prévoit l'expression théorique (2-61). Mais nous avons montré à propos de la loi Beckmann que le terme cohérent s'écrit

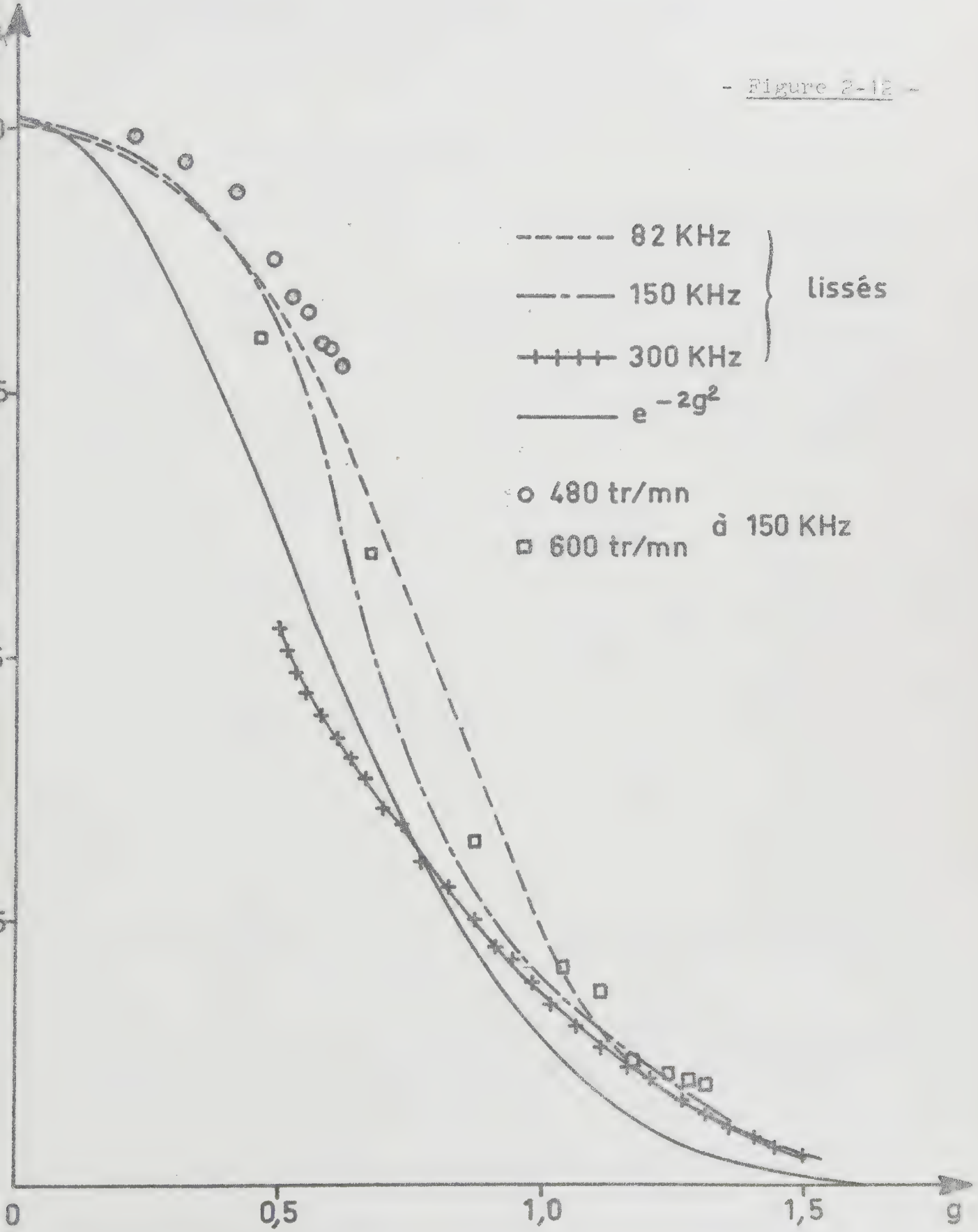
$$\alpha^2 = m^2_{exp} - \frac{\sigma^2_{exp}}{\left(\gamma_v^H\right)^2} \qquad (2\text{-}59)$$

Nous obtenons alors simplement les valeurs de m_{coh} en appliquant (2-59). Les résultats sont présentés sur la figure 2-12. Les valeurs expérimentales sont toutefois supérieures aux valeurs données par la relation $e^{-2\ g^2}$

Pour 82 kHz, les résultats sont identiques aux précédents. Pour 300 kHz, les résultats sont très voisins de la courbe théorique.

*
* *
*

- Figure 2-12 -


82 KHz
150 KHz
300 KHz
lissés
e^{-2g^2}
480 tr/mn
600 tr/mn
à 150 KHz
0
0,5
1,0
1,5
g

2-5.- ETUDE PAR CORRELATION DE LA DIFFUSION SPECULAIRE

2-5-1.- LA METHODE PAR CORRELATION

Nous venons de montrer que le signal moyen diffusé est la somme d'un terme cohérent et d'un terme incohérent. L'analyse statistique au premier ordre ne permet pas, du moins directement de séparer ces deux composantes. Par contre, l'analyse au deuxième ordre et le calcul des corrélations [37] le permettent. Cette méthode basée sur les propriétés d'un train d'onde modulé en fréquence, exige une mesure d'autocorrélation et d'intercorrélation. Voyons maintenant quel est le principe de ces mesures.

a) Détermination du terme cohérent

Soit $p_i(t)$ le signal incident sur la surface et $A\ p_i(t-t')$ le signal reçu après réflexion sur la surface au repos. t' représente le temps de propagation émetteur récepteur et A le facteur de réflexion, égal à un pour le dioptre eau-air.

Surface au repos par intercorrélation du signal incident et du signal reçu, nous écrivons :

$$C_{12}(\tau) = A \langle P_i(t-\tau) \times P_i(t-t') \rangle$$

qui est maximum pour $\tau = t'$ soit

$$C_{12}(t') = A \langle I_i \rangle$$

Surface agitée le signal reçu est de la forme :

$$p = A.\ B.\ P_i(t-t') + P_{incoh}$$

où B est un coefficient qui dépend de l'état de surface, il est quelquefois appelé perte de cohérence. Par intercorrélation signal reçu-signal émis nous obtenons :

$$C'_{12}(\tau) = A.\ B. \langle P_i(t-t')\ P_i(t-\tau) \rangle + P_{incoh} \times P_i(t-\tau)$$

qui est maximum pour $\tau = t'$. $\quad C'_{12}(t') = A.\ B. \langle I_i \rangle$

(le deuxième terme est nul puisque les deux signaux sont indépendants) de sorte que nous obtenons :

$$B = \left[\frac{C'_{12}(\tau)}{C_{12}(\tau)}\right]_{\tau = t'} \qquad (2\text{-}63)$$

b) Détermination de la partie incohérente du signal

Deux mesures de corrélation suffisent.

Surface au repos : On mesure l'autocorrélation du signal reçu

$$C_o(\tau) = A^2 \left\langle P_i(t-t') \; P_i(t-t'-\tau) \right\rangle$$

qui est maximum pour $\tau = 0$ soit

$$C_o(0) = A^2 \left\langle I_i \right\rangle$$

Surface agitée

$$C'_o(\tau) = A^2 B^2 \left\langle P_i(t-t') \; P_i(t-t'-\tau) \right\rangle + \left\langle I \, incoh \right\rangle$$

qui est maximum pour $\tau = 0$ soit

$$C'_o(0) = A^2 B^2 \left\langle I_i \right\rangle + \left\langle I \, incoh \right\rangle$$

Formons le rapport

$$R = \frac{C'_o(0)}{C_o(0)} = B^2 + \frac{\langle I \, incoh \rangle}{A^2 \langle I_i \rangle}$$

il vient

$$\frac{I \, incoh}{A^2 \langle I_i \rangle} \equiv R - B^2 \qquad (2\text{-}64)$$

qui est l'énergie incohérente totale. La variance du signal reçu est encore :

$$\sigma_P^2 = \frac{R - B^2}{1 + \frac{1}{(\gamma_0^A)^2}}$$

Nous pouvons donc obtenir à l'aide de quatre mesures, la partie cohérente et la partie incohérente du signal diffusé.

Pour faire ces 4 mesures, nous utiliserons un train d'onde modulé linéairement en fréquence. Ce signal particulier permet d'obtenir en sortie d'un corrélateur une fonction de corrélation ayant un maximum bien marqué. C'est ce maximum qui est proportionnel aux valeurs de $C_0(0)$, $C'_0(0)$, $C_{12}(\tau)$, $C'_{12}(\tau)$ respectivement auto-corrélation et intercorrélation du signal acoustique émis et reçu après réflexion sur la surface.

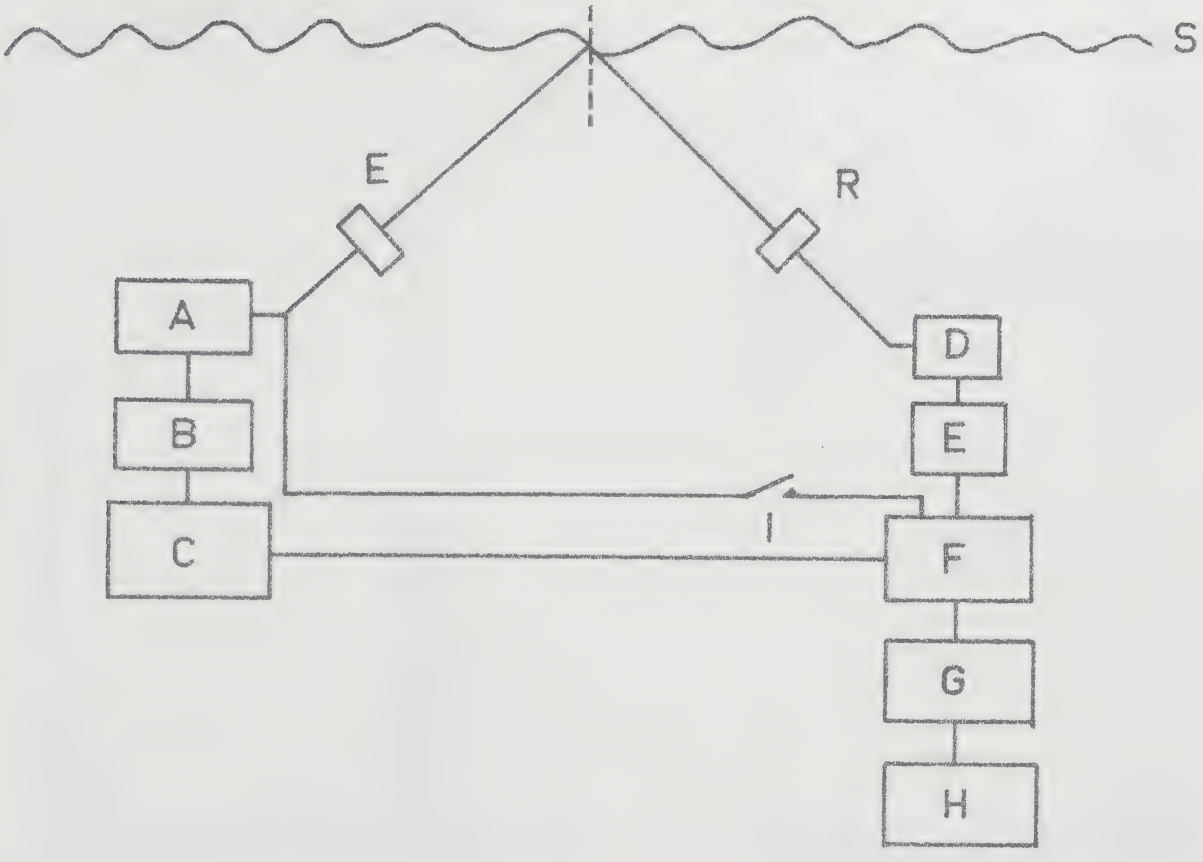
Le signal modulé en fréquence est d'un emploi courant en technique radar ou sonar dés que l'on recherche une bonne résolution des échos sur une cible. On dit qu'il y a alors "compression d'impulsion" ou émission à B.T. grand [38] (produit largeur de bande par durée du signal). La figure 2-13 résume le principe de la mesure.

Les trains d'onde émis par le générateur sont modulés de 100 à 200 kHz, d'une durée de 0,8 ms, et leur récurrence est de 15 ms. Les émetteurs et récepteurs ultrasonores sont amortis. Ils ont fait l'objet d'une étude spéciale au laboratoire.
Après filtrage pour éliminer les vibrations basses fréquences d'origine mécanique, le signal reçu est amplifié et envoyé sur l'entrée d'un corrélateur en temps réel S.A.I.P. En commutant les entrées nous obtenons soit la fonction $C_{xx}(\tau)$ auto-corrélation du signal reçu, soit la fonction $C_{yx}(\tau)$ intercorrélation du signal reçu avec une copie du signal émis. Cette copie est obtenue directement à la sortie du générateur de trains d'onde. Enfin, le DIDAC 800 permet de numériser les fonctions de corrélation ou de les obtenir facilement sur table traçante. La figure 2-14 montre un exemple de fonctions de corrélation obtenues dans ces conditions.

A partir des valeurs maximales correspondant à $\tau = 0$ ou $\tau = t'$ nous calculons les rapports 2-63 et 2-64 proportionnels respectivement aux termes cohérent et incohérent. Les figures 2-15 et 2-16 montrent l'ensemble des résultats obtenus, ainsi que les valeurs théoriques correspondantes.

Le terme cohérent décroit comme $e^{-\frac{g^2}{2}}$ et les variations de l'écart type σ passent par un maximum pour des valeurs de g voisines de 2 (1,9 en général). C'est aussi le résultat que l'on obtient directement en calculant (2-62) sans hypothèse sur la valeur de σ_s .

*
* *
*



Emission

A : Générateur de trains d'onde MF
B : Horloge de synchronisation
C : Générateur d'impulsion (déclenchement du corrélateur)

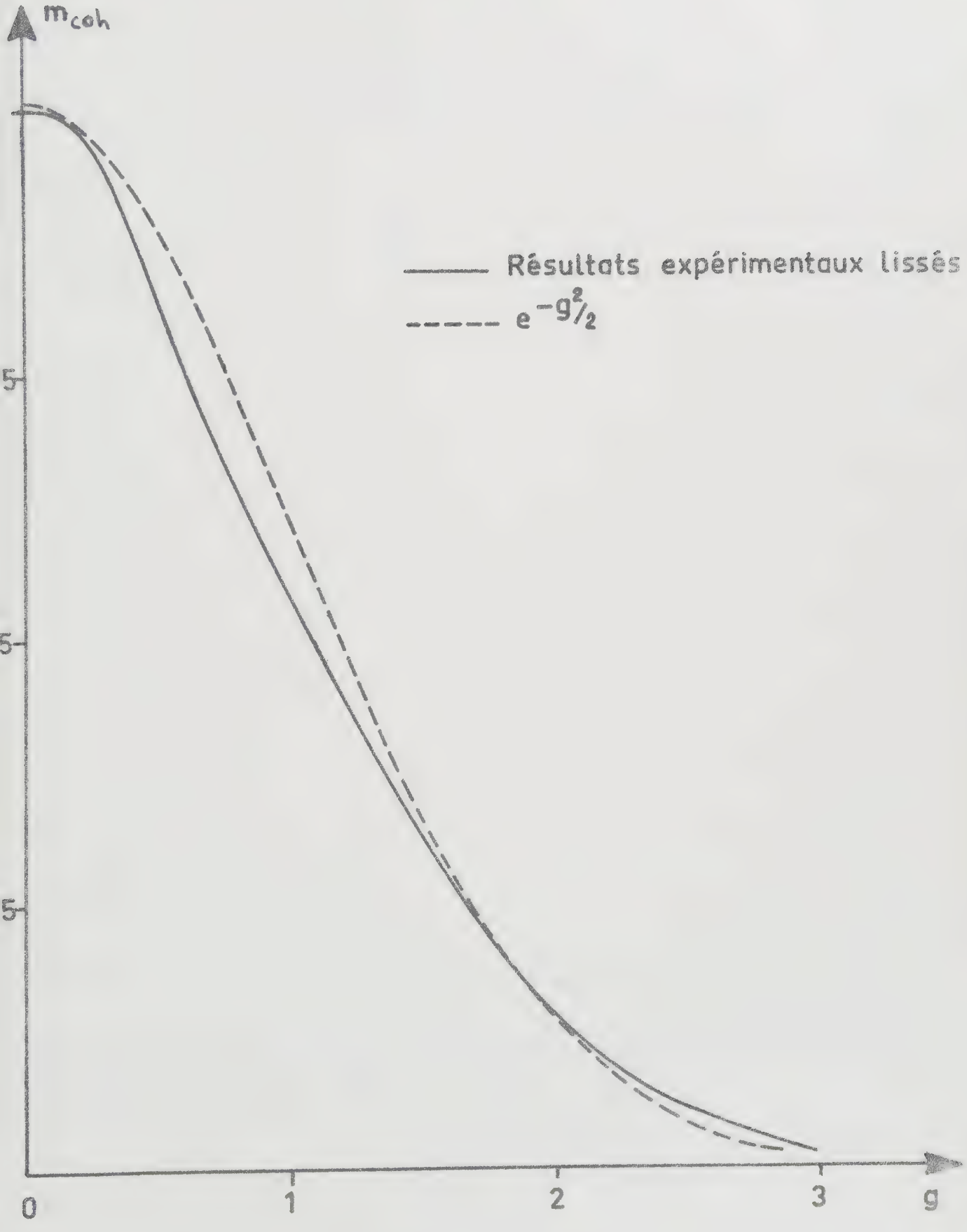
Réception

D : Filtre passe-haut
E : Amplificateur de tension
F : Corrélateur en temps réel
G : Numérisation des résultats (Ruban perforé)
H : Table traçante
I : Commutation auto-intercorrélation

- Figure 2-13 -

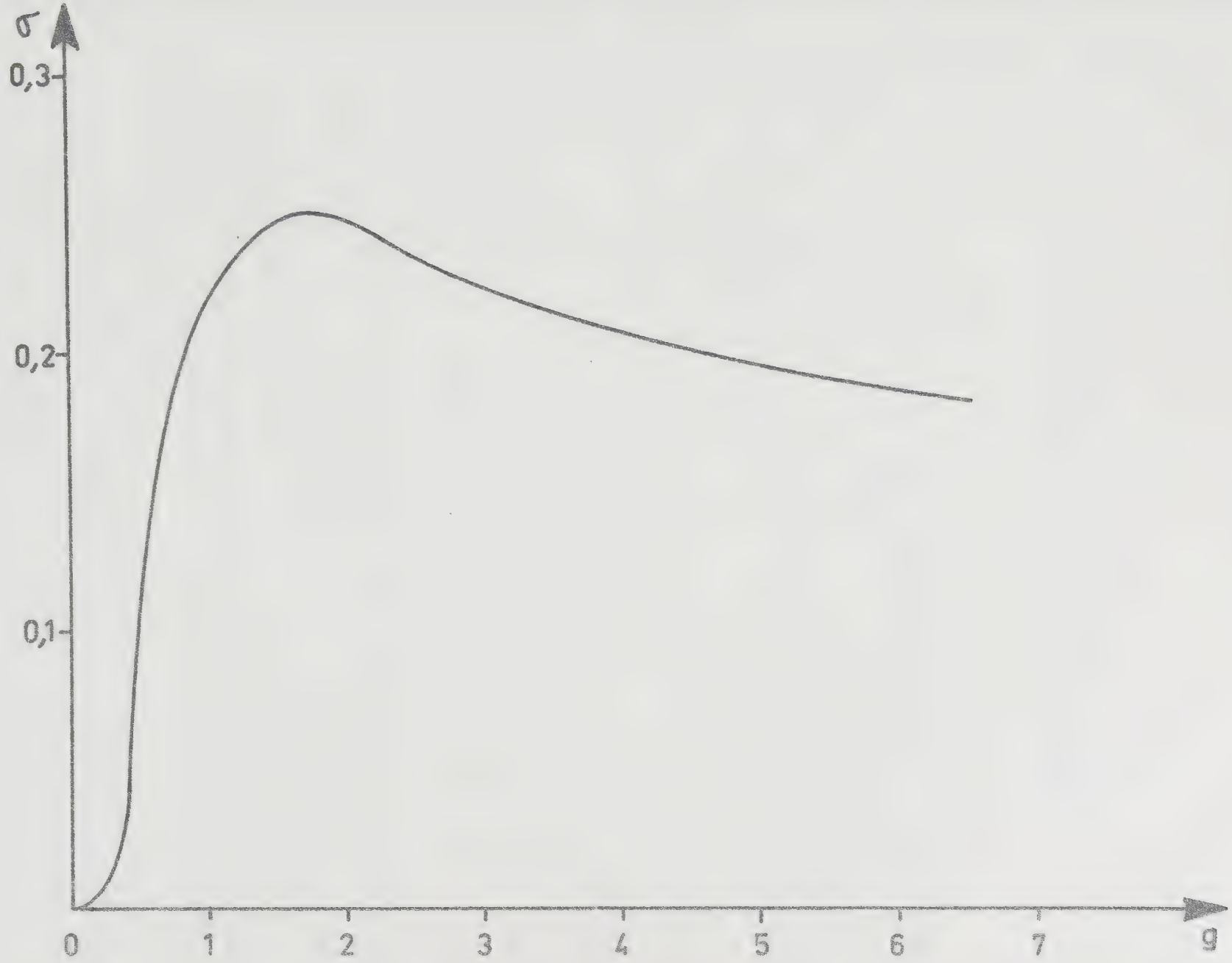
Fonction d'auto et d'intercorrélation - θ = 20° 150 kHz

- Figure 2-14 -



Perte de coherence

- Figure 2-15 -



Corrélation $\sigma = f(g)$

- Figure 2-16 -

2-6.- CONCLUSION ET REMARQUES SUR L'ALBEDO

L'ensemble du travail présenté au cours du chapitre 2 porte sur les mesures des valeurs moyennes et des écarts-type d'un signal acoustique diffusé suivant la direction spéculaire et sur son étude théorique à partir de la formule de Green. L'expression théorique du champ acoustique diffusé n'est obtenu qu'au prix de certaines hypothèses simplificatrices en particulier que :

- les fluctuations de la surface sont lentes devant la vitesse de propagation du son dans l'eau.

- que l'amplitude de ces fluctuations reste petite.

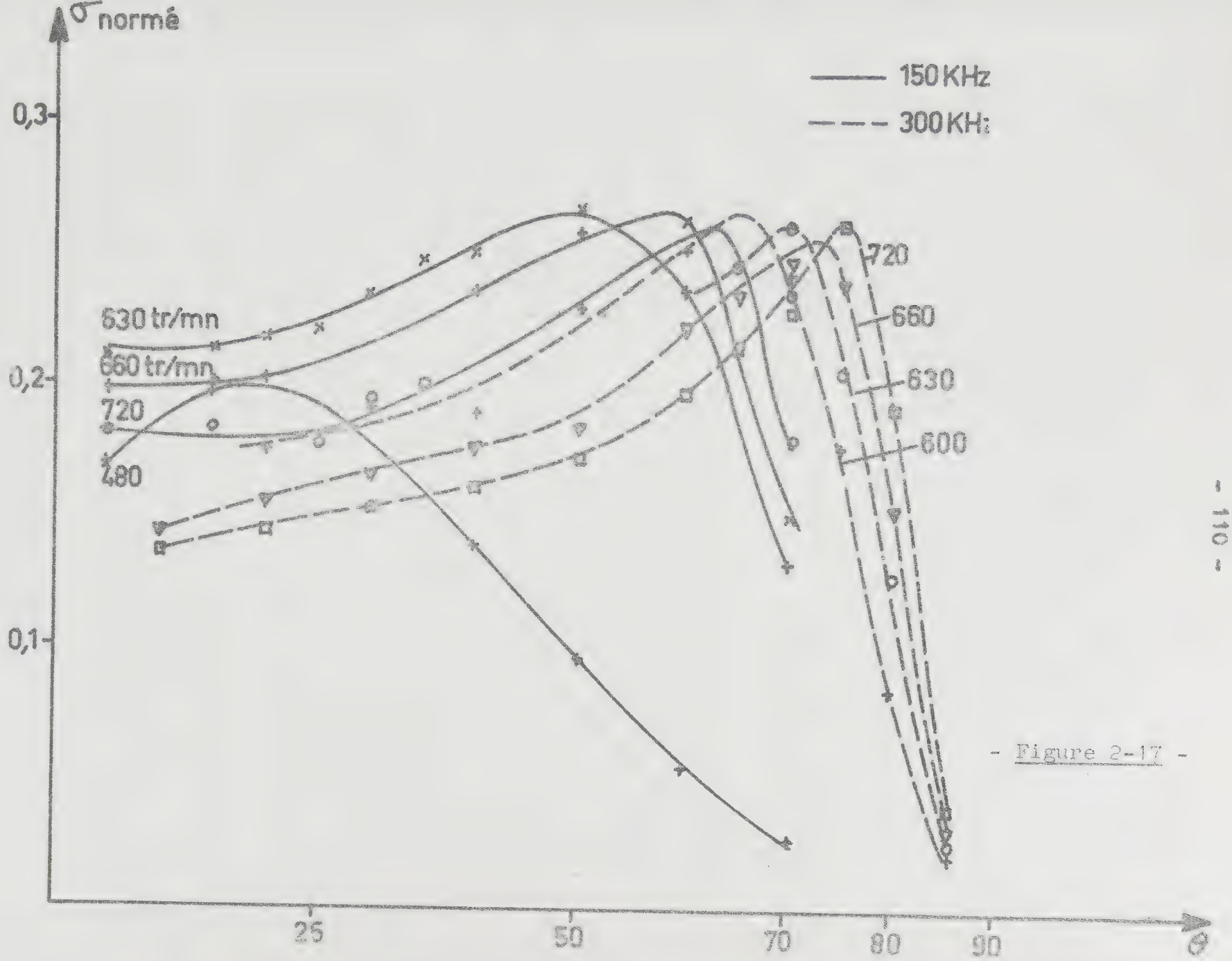
- que les mesures sont effectuées dans la zone de Fraunhoffer (champ lointain).

- que les dimensions de la surface couverte par le faisceau incident restent petites.

- Que le dioptre air-eau peut suivre les vibrations du champ acoustique incident (égalité des vitesses normales).

Les résultats expérimentaux confirment la validité de ces hypothèses tout au moins en ce qui concerne l'échelle de nos mesures. Nous noterons que l'application des résultats théoriques reste valable même pour des cas de mesures où certaines hypothèses ne sont pas vérifiées.

Citons par exemple les mesures effectuées aux fortes incidences pour lesquelles les dimensions de la surface couverte par le faisceau incident sont grandes devant la longueur d'onde et la distance émetteur - surface. Cette dernière, toutefois devient petite pour les très grandes incidences (à partir de 70°). Dans ce cas, la surface est dans le champ proche de l'émetteur.


σ normé
0,3
0,2
0,1
150 KHz
300 KHz
630 tr/mn
660 tr/mn
720
480
720
660
630
600
25
50
70
80
90
θ

- Figure 2-17 -

L'effet de masque n'a pas été mis en évidence dans nos mesures : il ne semble intervenir que très faiblement.

Les hypothèses statistiques de stationnarité et d'ergodicité qui permettent l'utilisation de l'analyseur statistique et du corrélateur demeurent valables dans toutes nos mesures. Ces mesures nous ont permis de séparer la composante cohérente et la composante incohérente du signal diffusé et de proposer une loi théorique qui représente les densités de probabilité des fluctuations de l'enveloppe du signal reçu.

Loi théorique qui dépend de l'état de surface par l'intermédiaire du paramètre K^2 et du terme cohérent par l'intermédiaire du paramètre B^2.

L'ensemble des résultats obtenus pour les grandes incidences nous amène à formuler certaines remarques sur l'albédo.

Nous avons vu que les variations du terme incohérent du champ ultrasonore diffusé suivant la direction spéculaire passent par un maximum pour $g = 1$ - Figure 2-11.

Si maintenant nous traçons ces mêmes valeurs de σ pour un état de surface donné mais en fonction de l'angle d'observation (ici identique à l'angle d'incidence) nous obtenons à nouveau des courbes qui passent par un maximum qui se déplace vers les incidences rasantes, c'est-à-dire vers $\theta = \pi/2$ quand les rugosités de la surface augmentent. Sur la figure 2-17.- nous avons représenté deux séries de courbes correspondant aux fréquences de 150 et 300 kHz. Pour la série à 300 kHz, le maximum se produit entre 65 et 75°. Pour des incidences supérieures σ diminue ensuite rapidement pour tendre vers zéro pour la valeur $\pi/2$.

Théoriquement, nous avons vu que σ^2 est proportionnel à $g^2 e^{-g^2}$ qui possède une tangente horizontale pour $\theta = \frac{\pi}{2}$ ce que confirme l'allure des courbes. Ces résultats montrent aussi que l'effet de masque d'une partie de la surface par une autre intervient peu dans nos expériences.

Les courbes 2-17 rappellent beaucoup les courbes d'albedo de la mer calculées ou mesurées pour le cas d'une radiation lumineuse, en l'occurrence la lumière du soleil. Pour ces radiations lumineuses la longueur d'onde reste toujours très inférieure aux

Exemples d'Albedo de la mer

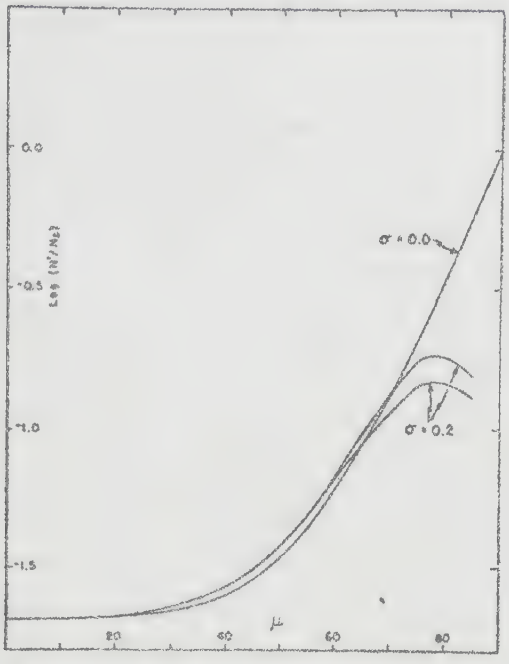


FIG. 4. The radiance (in arbitrary units) of a smooth sea surface ($\sigma = 0$) and a rough sea surface ($\sigma = 0.2$), according to Eq. (16). The two branches of the latter curve for large μ correspond to two extreme assumptions regarding multiple reflections.

A) COX & MUNK - Josa 1954

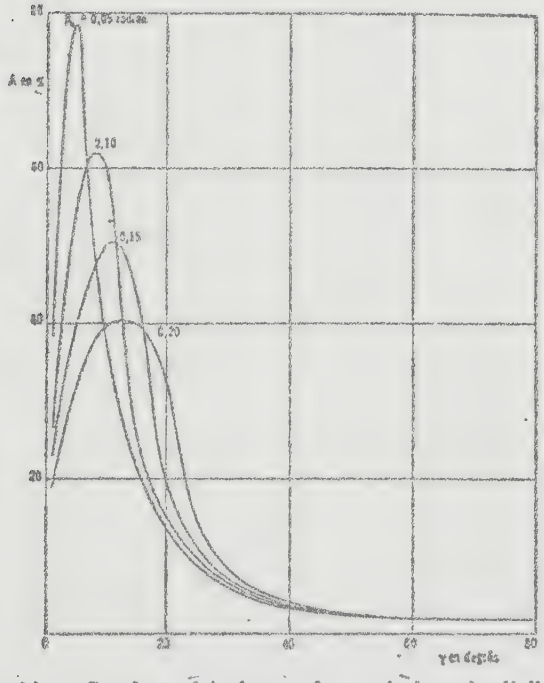


FIG. 11. — Courbes théoriques de variation de l'albédo en fonction de la hauteur du soleil pour différents états de surface β_0.

B) MARTEN. Ann. Télécom. 1968

dimensions des rugosités de la surface, nous sommes toujours dans le cas $g \gg 1$ où l'approximation haute fréquence donnée par la formule (2-34) montre que σ dépend uniquement de l'angle d'incidence et de la pente quadratique moyenne de la surface.

Pour notre cas, toutefois, il convient de remarquer que la longueur d'onde des ultrasons n'est pas toujours petite devant les dimensions des rugosités. Par exemple pour 150 kHz, la longueur d'onde est de 10 mm, il y correspond une valeur maximum de $g = \frac{4\pi\sigma\cos\theta}{\lambda}$ égale à 6,5 et pour 300 kHz égale à 13.

Toutefois l'approximation "haute fréquence" devient ambigüe aux fortes incidences pour lesquelles le paramètre g peut devenir petit. Tout se passe donc, comme s'il y avait un tassement des courbes vers l'incidence 80°, la hauteur du maximum dépendant de l'état de surface.

En fait, la précision des mesures correspondant à ces incidences est très faible et une vérification expérimentale de la théorie s'avère difficile.

Nous donnons à titre d'exemple quelques résultats d'albedo obtenus par différents auteurs [27] [29] - Figure 2-18 -

*

* *

*

- TROISIEME PARTIE -

ANALYSE SPECTRALE PAR CORRELATION DU SIGNAL ULTRASONORE DIFFUSE PAR LA SURFACE.

3-1.- Introduction

3-2.- Principe de l'analyse spectrale par corrélation

3-3.- Le spectre de modulation de la surface

3-4.- Mesure des spectres de fréquences

- 3-4-1.- La modulation de phase
- 3-4-2.- L'effet Doppler
- 3-4-3.- La modulation d'amplitude

3-5.- Conclusion

*

* *

*

3-1.- INTRODUCTION

Nous avons étudié au cours de la deuxième partie le comportement de la valeur moyenne et de la valeur quadratique moyenne du signal acoustique diffusé en fonction des variables spatiales exprimées sous la forme réduite

$$g = \frac{4\pi \sigma_s}{\lambda} \cos\theta$$

Mais nous avons vu aussi que le signal diffusé est altéré par des fluctuations de phase et d'amplitude qui sont fonction de la variable temps. Ces fluctuations qui altèrent la qualité des communications sous-marines par exemple, peuvent parfois apporter des renseignements sur l'état de surface, période des vagues, direction, force du vent etc .....

L'analyse spectrale par corrélation se prête bien à l'étude des fluctuations aléatoires que nous envisagerons ici. L'analyse des fluctuations de phase du signal a déjà fait l'objet d'une étude [39] que nous rappellerons rapidement et que nous complèterons par l'analyse des fluctuations d'amplitude.

*
* *
*

3-2.- PRINCIPE DE L'ANALYSE SPECTRALE PAR CORRELATION

Le principe de cette analyse repose sur le théorème de Wiener - Khinchine qui démontre que la fonction d'autocorrélation $C_{ss}(\tau)$ d'un processus aléatoire stationnaire $s(t)$ et la densité spectrale énergétique $\Gamma_{ss}(f)$ sont transformées de Fourier l'une de l'autre.

$$C_{ss}(\tau) \rightleftharpoons \Gamma_{ss}(f)$$

Rappelons que le processus $s(t)$ a pour fonction d'autocorrelation

$$C_{ss}(\tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_0^T s(t)\, s(t-\tau)\, dt$$

et que par application du théorème de Wiener Khinchine, nous obtenons la densité spectrale énergétique

$$\Gamma_{ss}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_{ss}(\tau)\, e^{-2\pi j f \tau}\, d\tau$$

Soit encore puisqu'il s'agit d'une fonction d'autocorrélation qui est donc paire

$$\Gamma_{ss}(f) = 2 \int_0^{+\infty} C_{ss}(\tau) \cos(2\pi f \tau)\, d\tau \qquad (3\text{-}1)$$

Les valeurs de $\Gamma_{ss}(f)$ peuvent être obtenues sur calculateur à partir de la fonction $C_{ss}(\tau)$ convenablement échantillonnée ou bien directement au moyen d'un transformateur de Fourier associé à un corrélateur automatique en temps réel [37].

Le processus aléatoire $\delta(t)$ n'est pas autre chose que la pression acoustique $p_d(t)$ réfléchie par la surface. Nous pouvons écrire la formule (2-13) sous la forme

$$p_d(B,t) = Ke^{i\omega_0 t} \iint T(x,y)\left[a z_x + b z_y - c\right] e^{ik(ax+by+cz(x,y,t))} \, dx\, dy \qquad (3\text{-}2)$$

où nous avons fait apparaitre la pulsation ω_0 du signal ultrasonore, celui-ci étant supposé monochromatique. $z(x,y,t)$ représente la hauteur de la surface au point (x,y), à l'instant t par rapport au plan x o y. z_x et z_y sont les dérivées partielles de z par rapport à x et y. Elles décrivent les fluctuations de la normale à la surface. Le signal acoustique diffusé est donc, comme nous l'avons déjà signalé dans la deuxième partie, modulé à la fois en amplitude et en phase.

Suivant la direction spéculaire, le facteur d'amplitude se simplifie beaucoup puisque dans ce cas nous avons

$$a = b = 0$$

d'où un premier résultat :

La modulation d'amplitude du signal acoustique diffusé suivant la direction spéculaire est indépendante des fluctuations de la normale à la surface.

La modulation de phase qui correspond au facteur

$$e^{i\left[\omega_0 t + kcz(x,y,t)\right]}$$

a été étudiée ailleurs [39] . Si nous détectons le signal reçu, nous éliminons la porteuse de pulsation ω_0 et la pression diffusée (3-2) se réduit à

$$p_d(B,t) = -cK \iint T(x,y)\, e^{ik\left[ax+by+cz(x,y,t)\right]} \, dx\, dy \qquad (3\text{-}3)$$

d'où un deuxième résultat :

Au facteur $e^{i\omega_0 t}$ près la modulation d'amplitude et la modulation de phase sont identiques suivant la direction spéculaire.

Les spectres de fréquences correspondants seront centrés autour de la fréquence f_0 pour la modulation de phase, et de la fréquence nulle pour la modulation d'amplitude.

Ces remarques faites, nous pouvons dés lors calculer la fonction d'autocorrélation temporelle du signal acoustique diffusé, soit

$$C_{ss}(\tau) = \left\langle P_d(B,t)\, P_d^*(B, t-\tau) \right\rangle \qquad (3\text{-}4)$$

Ce calcul ayant été fait pour les variables spatiales au paragraphe 2-2-2.- et dans [39] , nous donnons directement le résultat :

$$C_{ss}(\tau) = e^{i\omega_0\tau} \iiint_{-\infty}^{+\infty} T_1\, T_2^*\, e^{ik(ax'+by')} \times$$

$$\times \left\langle e^{ikc\left[\zeta(x_1,y_1;t)-\zeta(x_2,y_2;t-\tau)\right]} \right\rangle dx_2\, dy_2\, dx'\, dy' \qquad (3\text{-}5)$$

où nous avons déjà posé

$$x' = x_1 - x_2 \qquad y' = y_1 - y_2$$

Pour aller plus loin, nous supposerons que l'émetteur et le récepteur sont dans le plan d'incidence, ce qui entraine b = 0. Puis nous introduirons la fonction J(x',y') du paragraphe 2-2-2.-

Enfin, nous supposerons que les propriétés statistiques de la surface sont les mêmes en tous les points et que les vagues se propagent à la vitesse uniforme v_s suivant l'axe ox de la soufflerie, c'est-à-dire que $\zeta(x, y, t) = \zeta(t - \frac{x}{v_s})$

Nous avons alors successivement

$$\left\langle e^{ikc\left[\zeta(x_1,y_1;t)-\zeta(x_2,y_2;t-\tau)\right]} \right\rangle =$$

$$= \left\langle e^{ikc\left[\zeta(t-\frac{x_1}{v_s}) - \zeta(t-\tau-\frac{x_2}{v_s})\right]} \right\rangle =$$

$$= \left\langle e^{ikc\left[\zeta(t-\frac{x_1}{v_s}) - \zeta(t-\frac{x_1}{v_s}-\tau+\frac{x_1-x_2}{v_s})\right]} \right\rangle =$$

$$= \left\langle e^{ikc\left[\zeta(t) - \zeta(t-\tau+\frac{x_1-x_2}{v_s})\right]} \right\rangle =$$

$$= \Phi_z \left(\tau - \frac{x_1 - x_2}{v_s} \right)$$

Où Φ_z est la fonction caractéristique associée aux deux variables aléatoires $z(t)$ et $z\left(t - \tau + \frac{x_1 - x_2}{v_s}\right)$

Nous obtenons alors la fonction de corrélation

$$C_{ss}(\tau) = e^{i\omega_0 \tau} \int_{-\infty}^{+\infty} j(x') \quad \Phi_z\left(\tau - \frac{x'}{v_s}\right) e^{ik a x'} \, dx' \qquad (3\text{-}6)$$

où l'on a ramené le problème à une dimension dans le cas d'une propagation uniforme suivant la direction ox. Nous obtenons ensuite la densité spectrale énergétique

$$\Gamma_{ss}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} C_{ss}(\tau) \, e^{-2\pi j f \tau} \, d\tau \qquad (3\text{-}7)$$

Dans (3-6) seuls Φ_z et $e^{i\omega_0 t}$ dépendent de t, nous avons alors

$$\mathcal{F}\left[\Phi_z(\tau - \tfrac{x'}{v_s})\right] = \varphi_z(f) \, e^{-2\pi i f \frac{x'}{v_s}}$$

qui traduit la translation sur t et :

$$\mathcal{F}\left[e^{i\omega_0 \tau}\right] = \delta(f - f_0)$$

Soit encore

$$\Gamma_{ss}(f) = \delta(f - f_0) * \varphi_z(f) \int J(x') \, e^{ik a x'} \, e^{-2\pi i f \frac{x'}{v_s}} \, dx' \qquad (3\text{-}8)$$

Mais posons $x' = v_s t'$ pour tenir compte de la propagation, nous remarquons que l'intégrale est alors la transformée de Fourier de $J(t') e^{ik a v_s t'}$ soit : $\tilde{J}(f) * \delta(f - k a v_s)$

Mais $k a v_s = 2\pi f_0 \frac{v_s}{c} (\sin\theta_1 - \sin\theta_2) = 2\pi f_d$ (3-9)

où f_d représente le décalage de fréquence introduit par l'effet Doppler.

Nous remarquons que suivant la direction spéculaire $\theta_1 = \theta_2$ l'effet Doppler est nul ce qui est un résultat classique.

La raie spectrale correspondant à f_d est convoluée par la "fenêtre spectrale" d'observation $\tilde{J}(f)$. Elle est donc élargie, et au lieu d'une raie, on retrouve la fenêtre, mais décalée d'une quantité $\pm f_d$ par rapport à la fréquence f_0 du signal ultrasonore. Elle traduit l'influence des directivités de la source et du récepteur, dans le domaine des fréquences.

$\varphi_3(f)$ transformée de Fourier de la fonction caractéristique de la surface représente la contribution spectrale de la surface. Elle correspond à la modulation de phase ou d'amplitude du signal ultrasonore. Le spectre de fréquences correspondant se trouve de part et d'autre de la fréquence d'émission

Nous retrouvons d'une manière plus synthétique le schéma proposé par Lefebvre [39] dans un travail précédent.

*
* *
*

3-3.- LE SPECTRE DE MODULATION DE LA SURFACE

a) Cas d'une surface sinusoïdale

Posons $\zeta(t) = h \cos 2\pi f_s t$.

la surface n'est pas aléatoire, seule la valeur moyenne

$$\bar{\Phi}_\zeta(\tau) = \left\langle e^{ikc\left[\zeta(t) - \zeta(t-\tau)\right]} \right\rangle$$

garde un sens, il vient successivement

$$\bar{\Phi}_\zeta(\tau) = \left\langle e^{ikch\left[\cos 2\pi f_s t - \cos 2\pi f_s (t-\tau)\right]} \right\rangle$$

$$= \left\langle \left[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n(kch) e^{in 2\pi f_s t}\right]\left[\sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-i)^m J_m(kch) e^{-im 2\pi f_s (t-\tau)}\right] \right\rangle$$

$$= \sum_n \sum_m i^{(n-m)} J_n(kch)\, J_m(kch)\, e^{i 2\pi m f_s \tau} \left\langle e^{i 2\pi f_s (n-m) t} \right\rangle$$

$$\bar{\Phi}_\zeta(\tau) = \sum_n \left| J_n(kch) \right|^2 e^{2\pi i n f_s \tau} \qquad (3\text{-}10)$$

Soit en définitive le spectre

$$\Psi_\zeta(f) = \sum_n \left| J_n(kch) \right|^2 \delta(f - n f_s) \qquad (3\text{-}11)$$

Le spectre de fréquencesobtenu est un spectre de raies dont les fréquences par rapport à la fréquence émise sont

$$f_0 - n f_s \cdots ; f_0 - 2 f_s ; f_0 - f_s ; f_0 ; f_0 + f_s ; f_0 + 2 f_s \cdots f_0 + n f_s$$

et les amplitudes proportionnelles à

$$|J_n(kch)|^2 \ldots\ldots |J_1(kch)|^2 ; J_0(kch)|^2 ; |J_1(kch)|^2 \ldots\ldots$$

Les raies $f_0 \pm n f_s$ disparaîtront si $J_n(kch) = 0$
Soit suivant la direction spéculaire puisque $g = kch$, la porteuse disparaîtra pour $g = 2{,}40$; $5{,}52$; $8{,}65$ . .....

Le signal ultrasonore reçu se comporte alors comme une onde modulée en fréquence dont le spectre de fréquence a l'allure représentée sur la figure 3-1.

b) Cas d'une surface aléatoire

Nous avons simulé dans la première partie la surface par un signal périodique noyé dans un bruit c'est-à-dire par une relation

$$z(t) = z_1(t) + z_2(t) \qquad (3\text{-}12)$$

où $z_1(t)$ représente le terme périodique et $z_2(t)$ le terme aléatoire. Nous avons donc à calculer

$$\Phi_z(\tau) = \left\langle e^{ikch\left[z_1(t) - z_1(t-\tau)\right]} \right\rangle \left\langle e^{ikch\left[z_2(t) - z_2(t-\tau)\right]} \right\rangle$$

Le premier facteur correspond à la composante périodique de la surface, il a été calculé au paragraphe précédent. Le deuxième facteur représente la fonction caractéristique de la composante aléatoire de la surface. Si la densité de probabilité de cette composante est Gaussienne, nous savons que :

$$\Phi_z(\tau) = e^{-k^2 c^2 \sigma_s^2 \left[1 - C(\tau)\right]} \qquad (3\text{-}13)$$

$C(\tau)$ étant le coefficient d'autocorrélation de la surface.

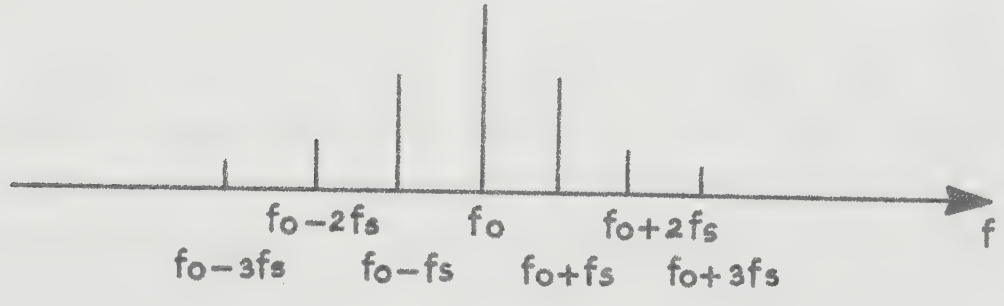
Dans le cas d'une surface purement aléatoire, seul (3-13) est à prendre en considération. Si $\varphi_b(f)$ est le spectre de fréquence du bruit, nous obtenons en définitive pour le spectre total de la

modulation

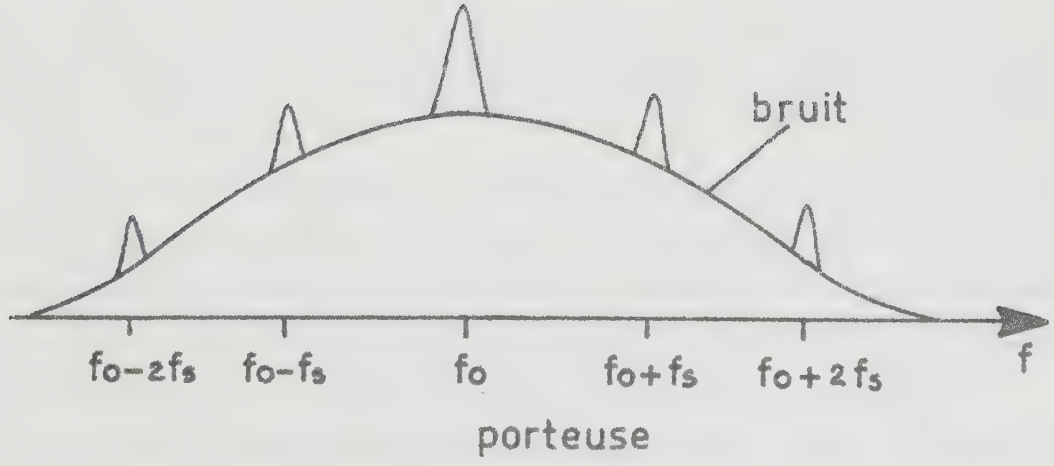
$$\varphi_z(f) = |J_n(kch)|^2 \, \delta(f - n f_s) * \varphi_b(f) \qquad (3\text{-}14)$$

Le spectre du signal ultrasonore possède des raies correspondant à la composante périodique, noyées dans un sepctre continu correspondant à la composante aléatoire de la surface.

Nous avons le schéma de la figure 3-2.



- Figure 3-1 -



- Figure 3-2 -

3-4.- MESURES DES SPECTRES DE FREQUENCES

3-4-1.- LA MODULATION DE PHASE [33]

Le signal émis est une onde ultrasonore monochromatique de 150 kHz. Après diffusion sur la surface, le signal reçu est envoyé à l'entrée d'un amplificateur à contrôle automatique de gain qui supprime la modulation d'amplitude. La modulation de phase est centrée autour de la porteuse f_0 = 150 kHz du signal incident. Elle est analysée par un corrélateur S.A.I.P. CTR 100 A suivi du transformateur de Fourier S.A.I.P. T F 200. Le signal reçu étant à bande étroite, nous pouvons par repliement des spectres , obtenir un écart de 0,25 Hz entre point calculé .

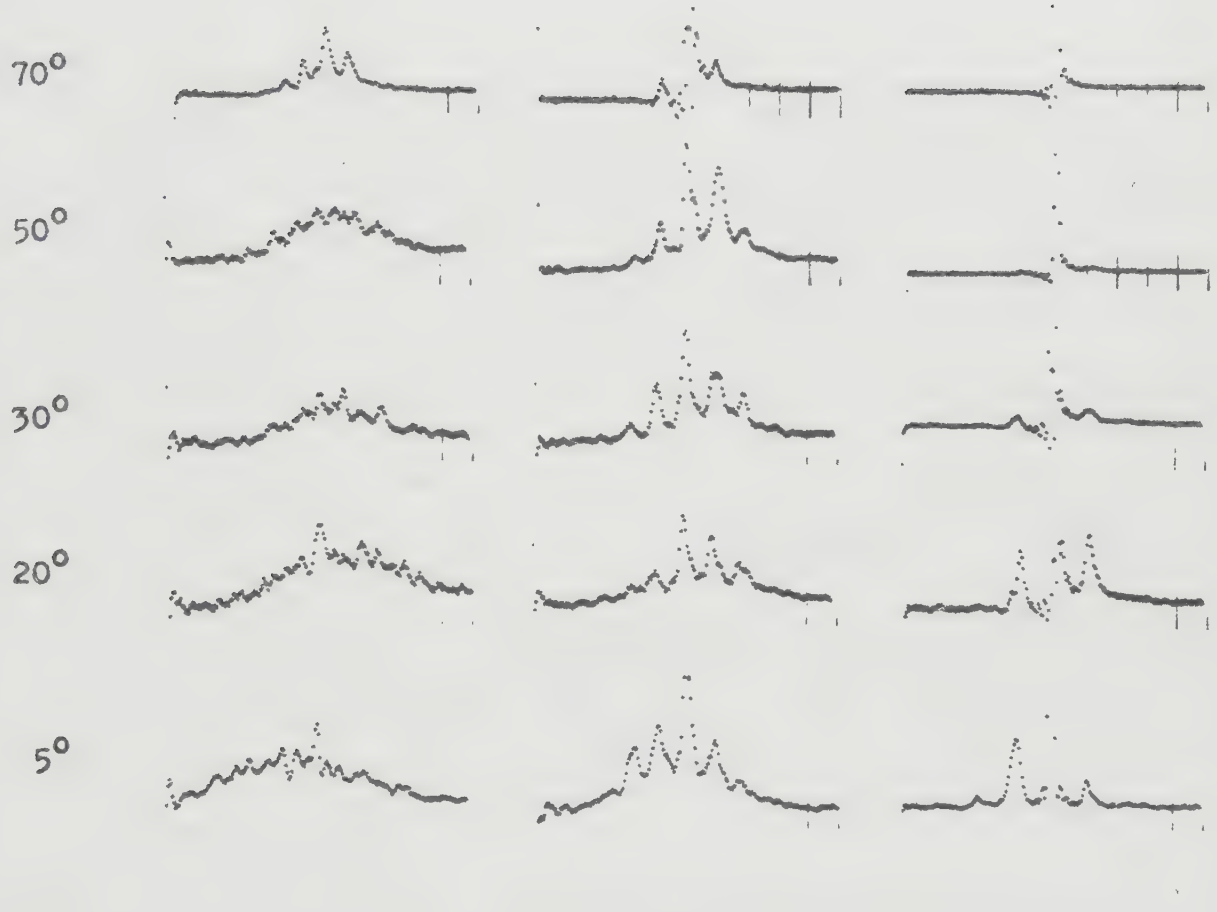
L'écart de fréquence analysé correspond à $\pm$ 25 Hz de part et d'autre de la porteuse.

La figure 3-3 montre les spectres de la modulation de phase obtenus, en temps réel, à partir du transformateur de Fourier. Nous constatons :

a) Aux fortes vitesses du vent, le spectre de bruit domine, toutefois quelques pointes, correspondant aux fréquences des vagues, apparaissent. Les spectres sont semblables au schéma de la figure 3-2.

b) Pour les vitesses intermédiaires du vent nous obtenons des spectres de raies bien marquées,comportant le 1er et 2ième harmonique de la surface. Le spectre de bruit a fortement diminué. Dans l'ensemble, nous obtenons le schéma de la figure 3-1, la composante périodique de la surface module le signal ultrasonore.

c) Enfin, pour les faibles vitesses du vent la modulation de phase est peu sensible, seule la porteuse apparaît.



Spectres de modulation de phase

- Figure 3-3 -

D'une manière générale, le bruit diminue quand on augmente l'incidence, il en est de même pour la modulation.

Le tableau 3-1 donne les fréquences correspondant aux raies des spectres mesurés. A titre de comparaison, nous donnons les fréquences des houles des trois états de surface que nous avons envisagés.

SURFACES	1 200	720	480
Fr/HOULES	2,79	3,95	6,98
FREQUENCES DES RAIES RELEVEES SUR LES SPECTRES			
$\theta = 70°$	3,5	4,5	PORTEUSE
$\theta = 50°$	2,5 - 6 - 10	4,25-6-9,75	PORTEUSE
$\theta = 30°$	2,73-5,5-10,25	4,75 - 9,25	PORTEUSE
$\theta = 20°$	3 - 6,5 - 9	4,5 - 9,5	5,75
$\theta = 5°$	3,25 - 7,5	4,75 - 8,75	7,75

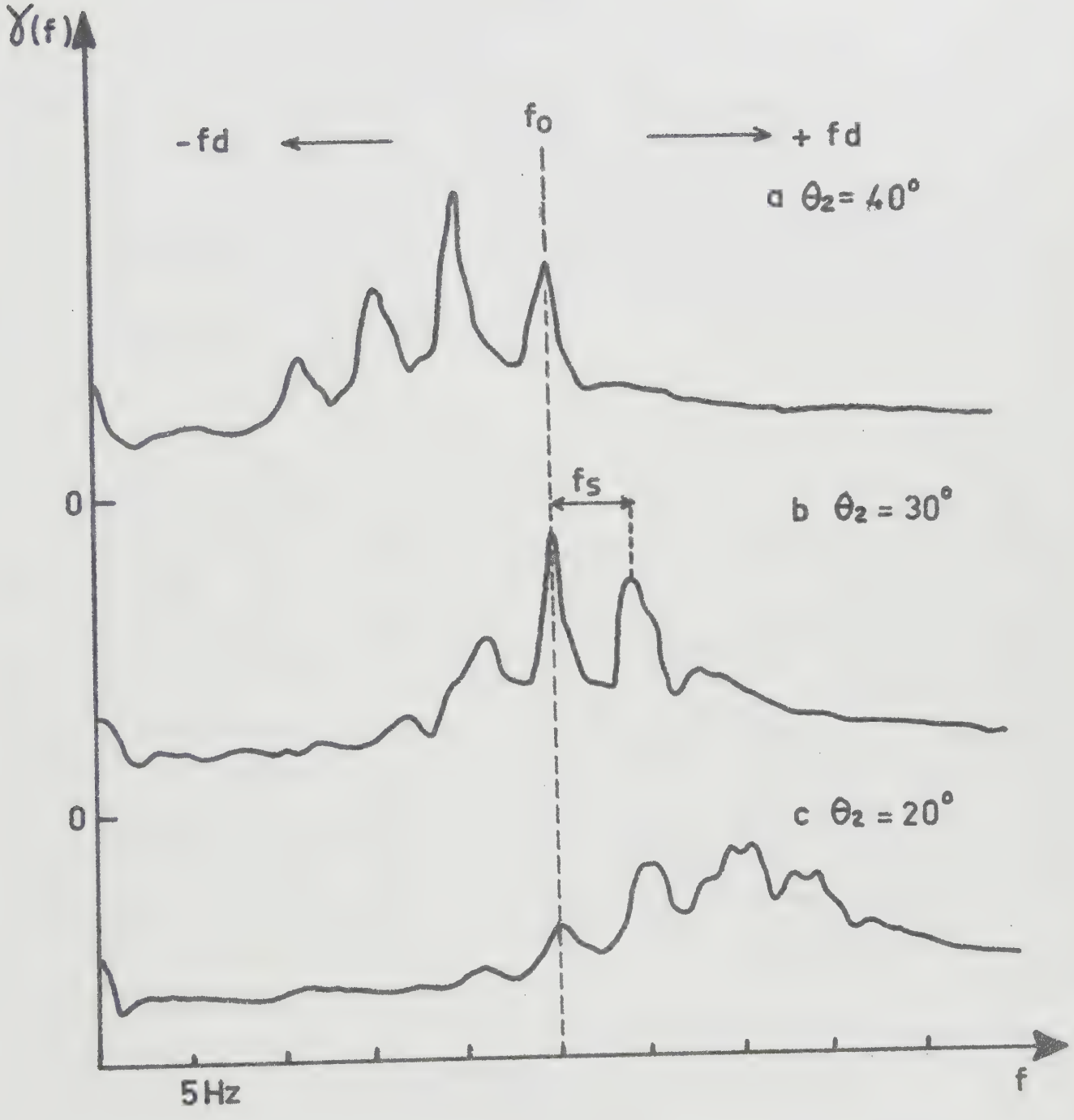
- TABLEAU 3-1 -

3-4-2.- L'EFFET DOPPLER

Nous l'avons mis en évidence [40] en décalant le récepteur de ± 10° par rapport à la direction spéculaire. Il a été étudié en détail dans [39] , c'est pourquoi nous ne donnons ici qu'un exemple. Les conditions expérimentales sont identiques à celles du paragraphe 3-4-1.- Toutefois, seul l'état de surface correspondant à une fréquence des vagues de 4,55 Hz et à une vitesse de propagation de 39,5 cm s^{-1} a été utilisé. La figure 3-4 montre trois spectres énergétiques obtenus pour une incidence de 30° et des angles d'observation de 40,30 et 20°. Le tableau 3-2 résume les fréquences mesurées et calculées.

θ_2	FREQUENCE DOPPLER		FREQUENCE SURFACE
	Mesurée Hz	Calculée Hz	Hz
40°	- 4,75	- 5,8	4,55
30°	Nul		
20°	4,5	6,1	

- TABLEAU 3-2 -



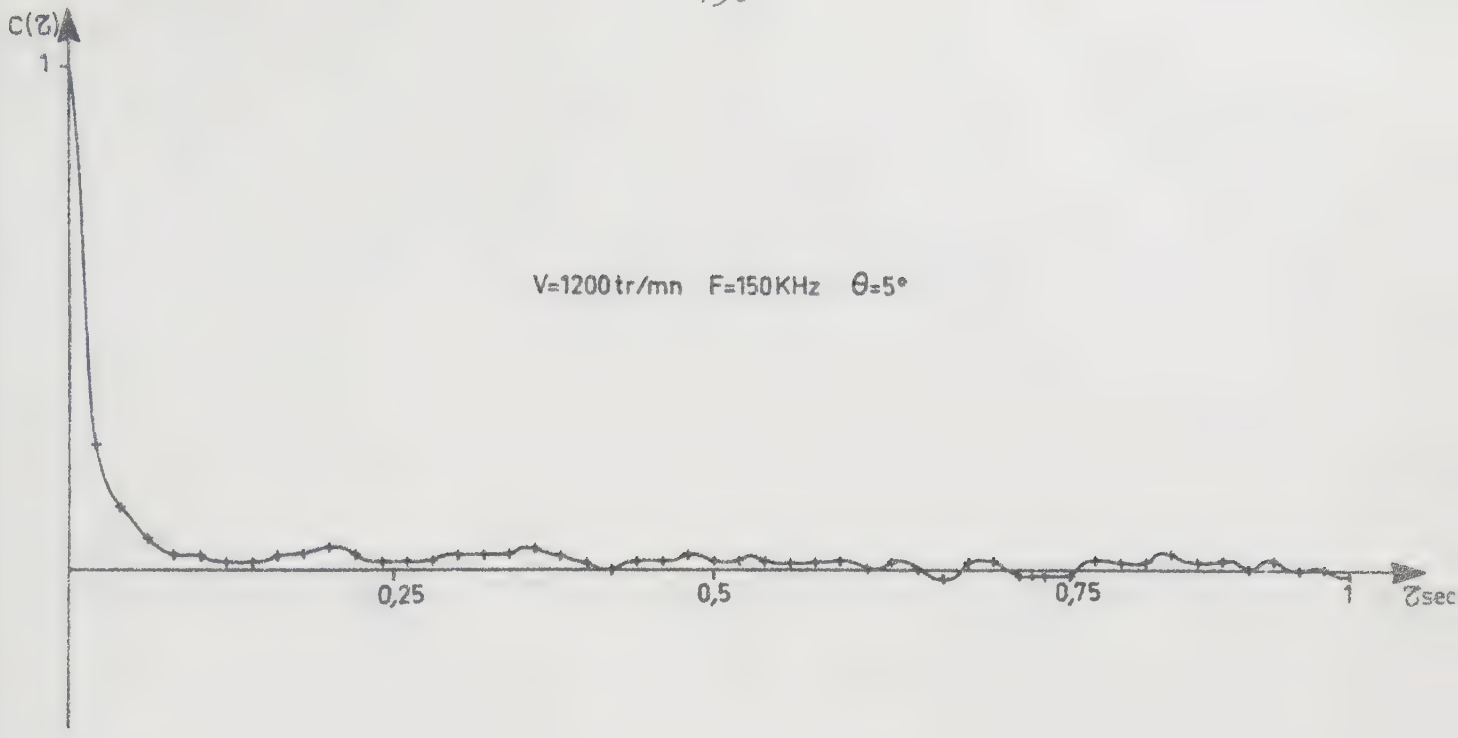
- Figure 3-4 -

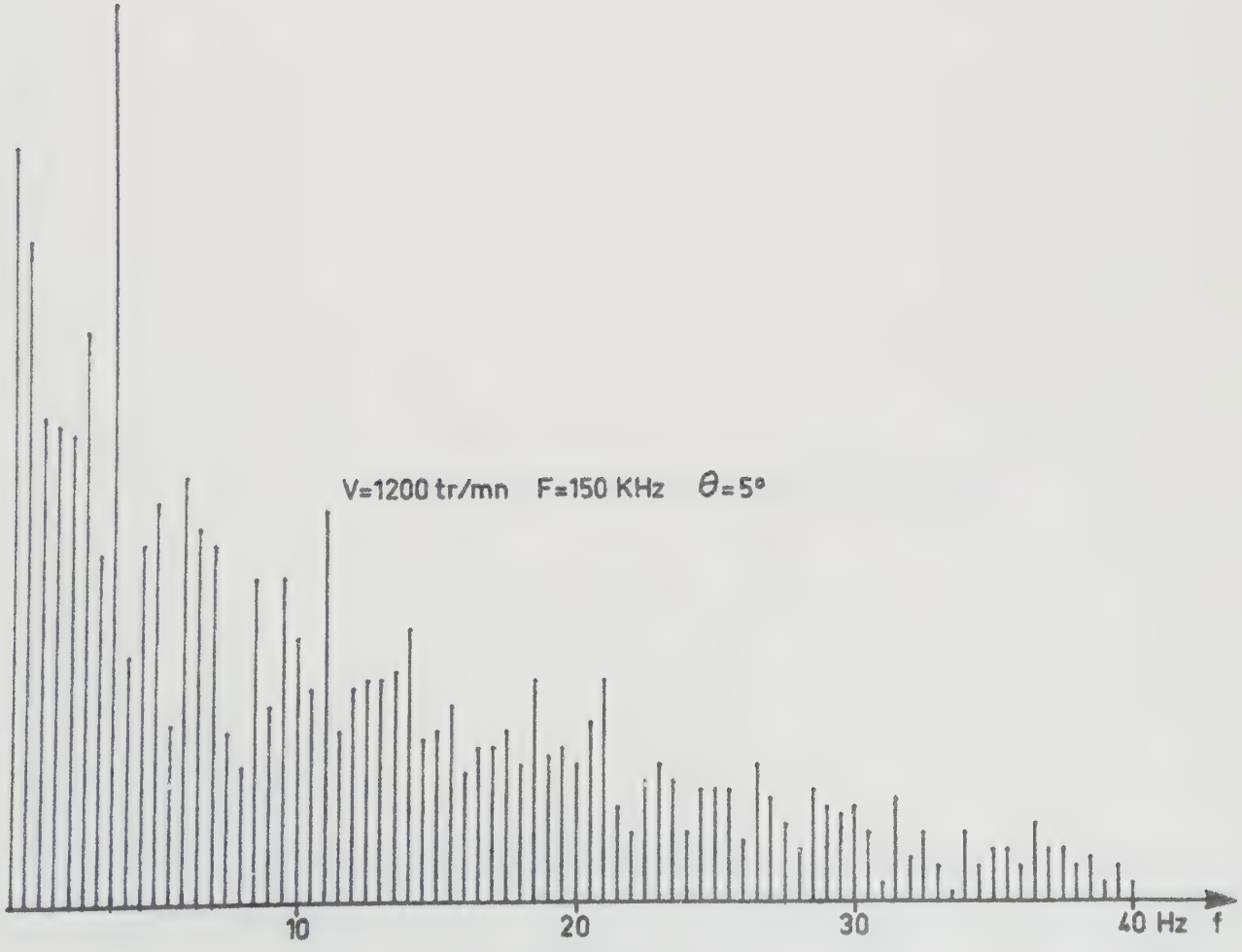
3-4-3.- LA MODULATION D'AMPLITUDE

Les conditions expérimentales étant les mêmes que précédemment nous avons obtenu la modulation en détectant l'enveloppe du signal diffusé. Le signal basse fréquence ainsi obtenu est ensuite analysé à partir du corrélateur numérique L 10 de Intertechnique. La transformée de Fourier se fait ensuite sur calculateur. Les figures 3-5 à 3-9 montrent les spectres obtenus ainsi que les fonctions de corrélation des fluctuations d'enveloppe. Les spectres sont beaucoup plus bruités et les résultats du tableau 3-3 moins précis que ceux obtenus à partir des spectres de phase.

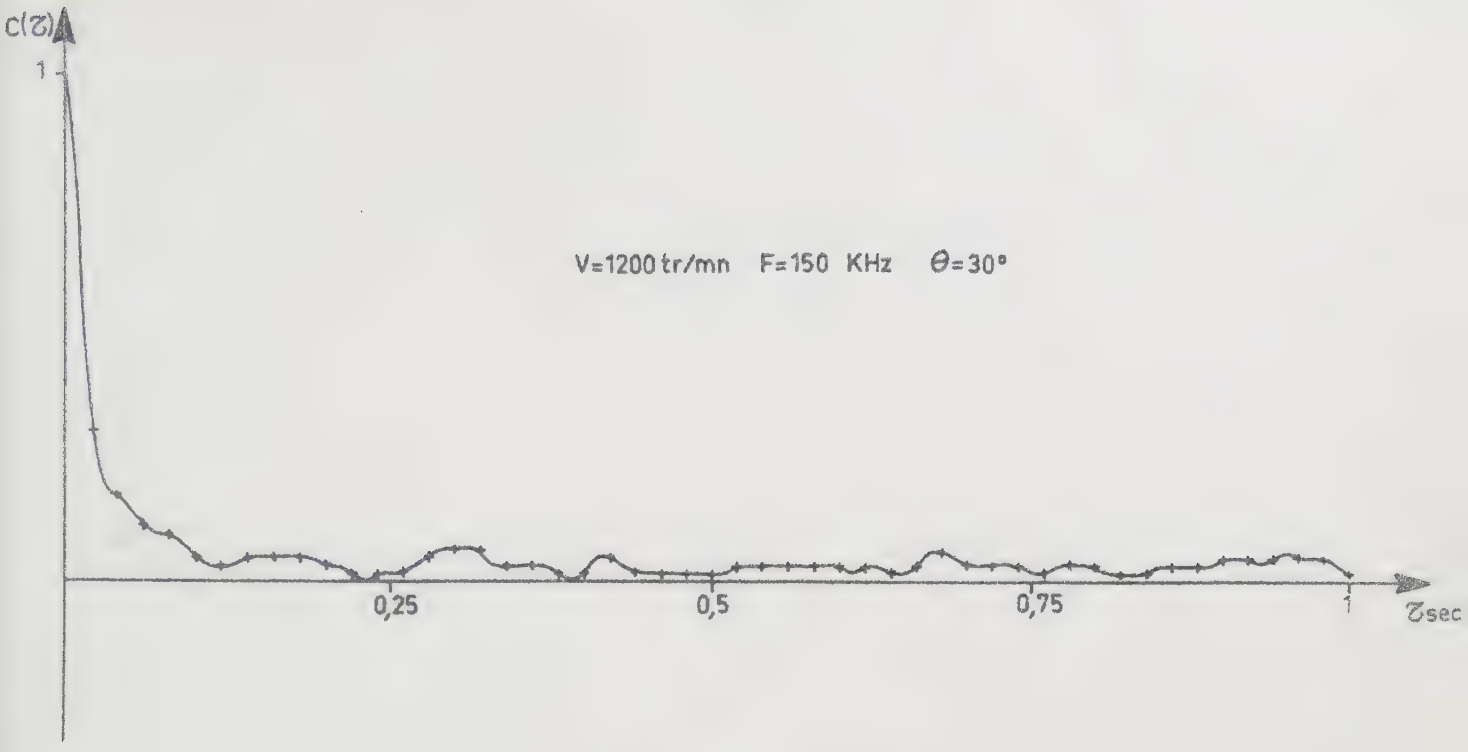
Vitesse tr/mn	1 200	960	720	600	480
θ \ f_0	2,79	3,25	3,95	5,5	6,98
5°	Bruit	Bruit	Bruit	5 11,5	7,5
30°	Bruit	Bruit	4,5	6,5	7
70°	3-6,5	4	4,5	5,5	7,5

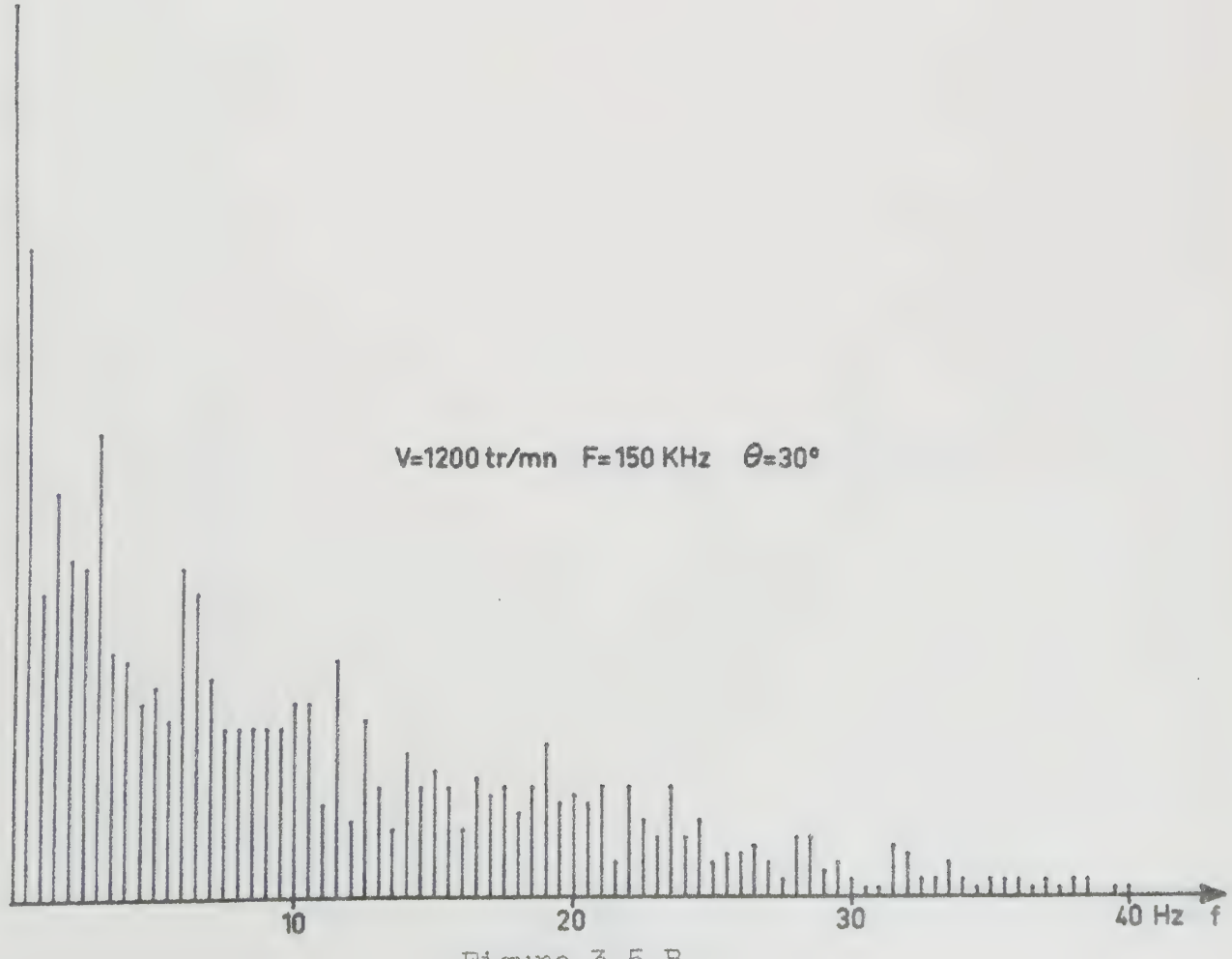
- TABLEAU 3-3 -


C(τ)
1
V=1200 tr/mn F=150 KHz θ=5°
0,25
0,5
0,75
1
τsec

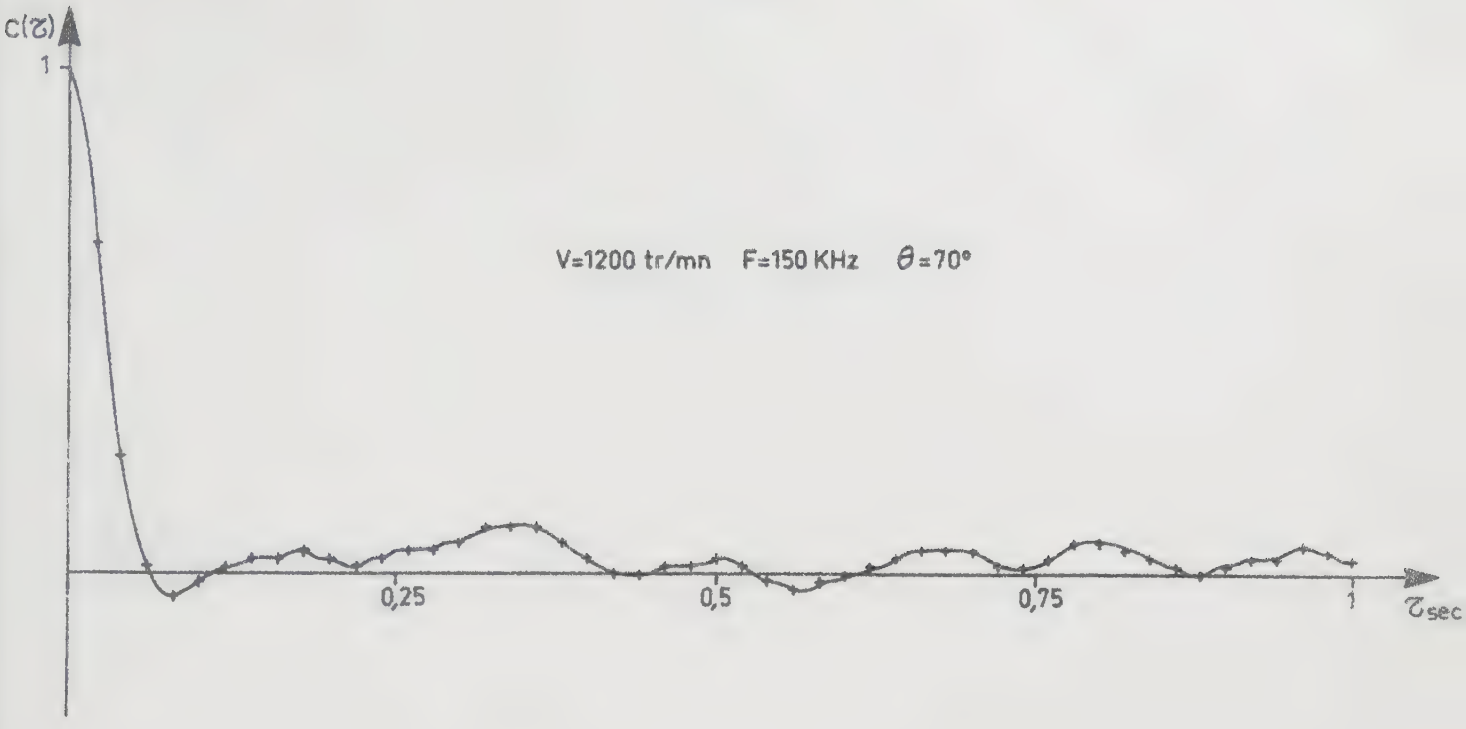

V=1200 tr/mn F=150 KHz θ=5°
10
20
30
40 Hz f

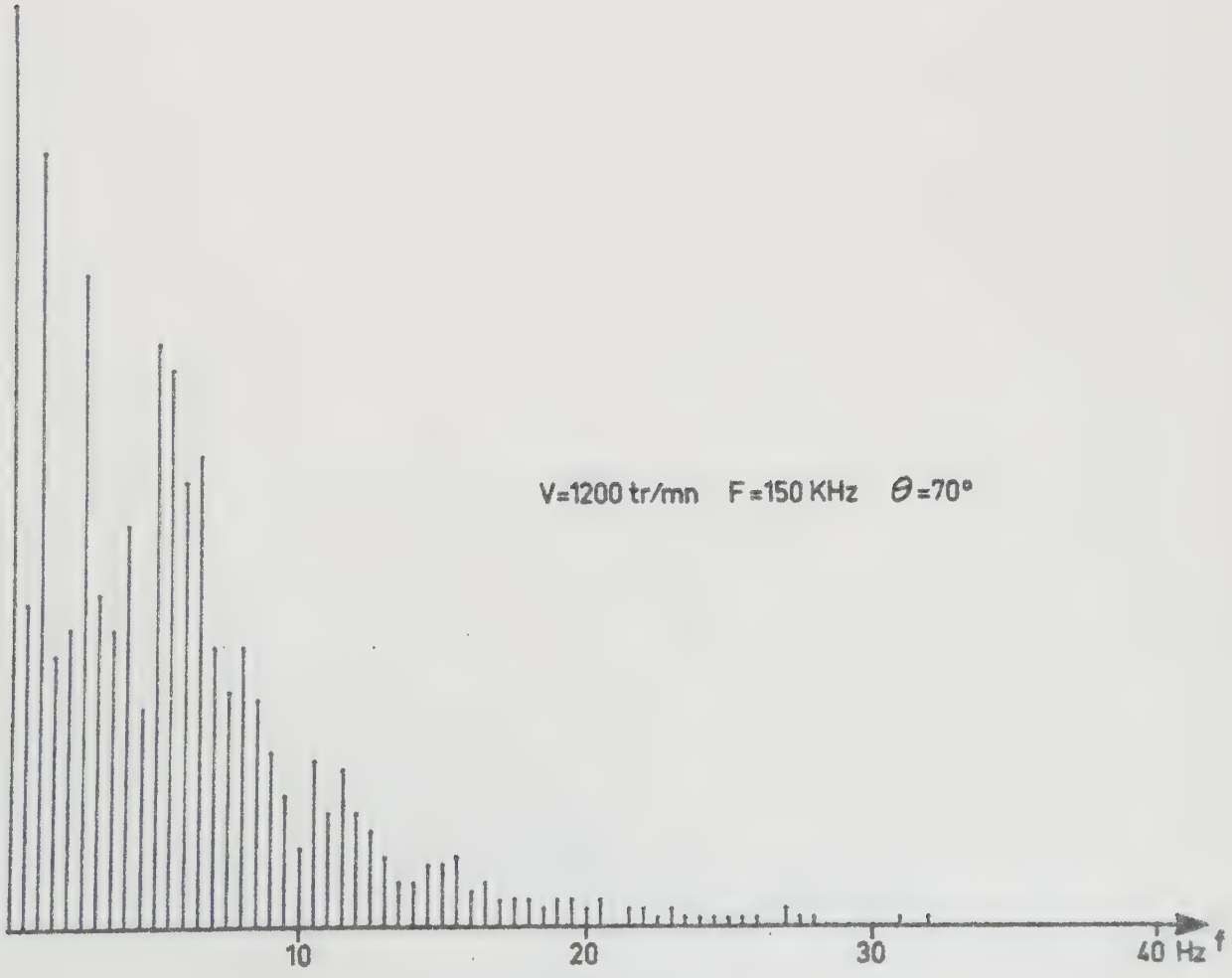
- Figure 3-5 A -


c(τ)
1
V=1200 tr/mn F=150 KHz θ=30°
0,25
0,5
0,75
1
τsec

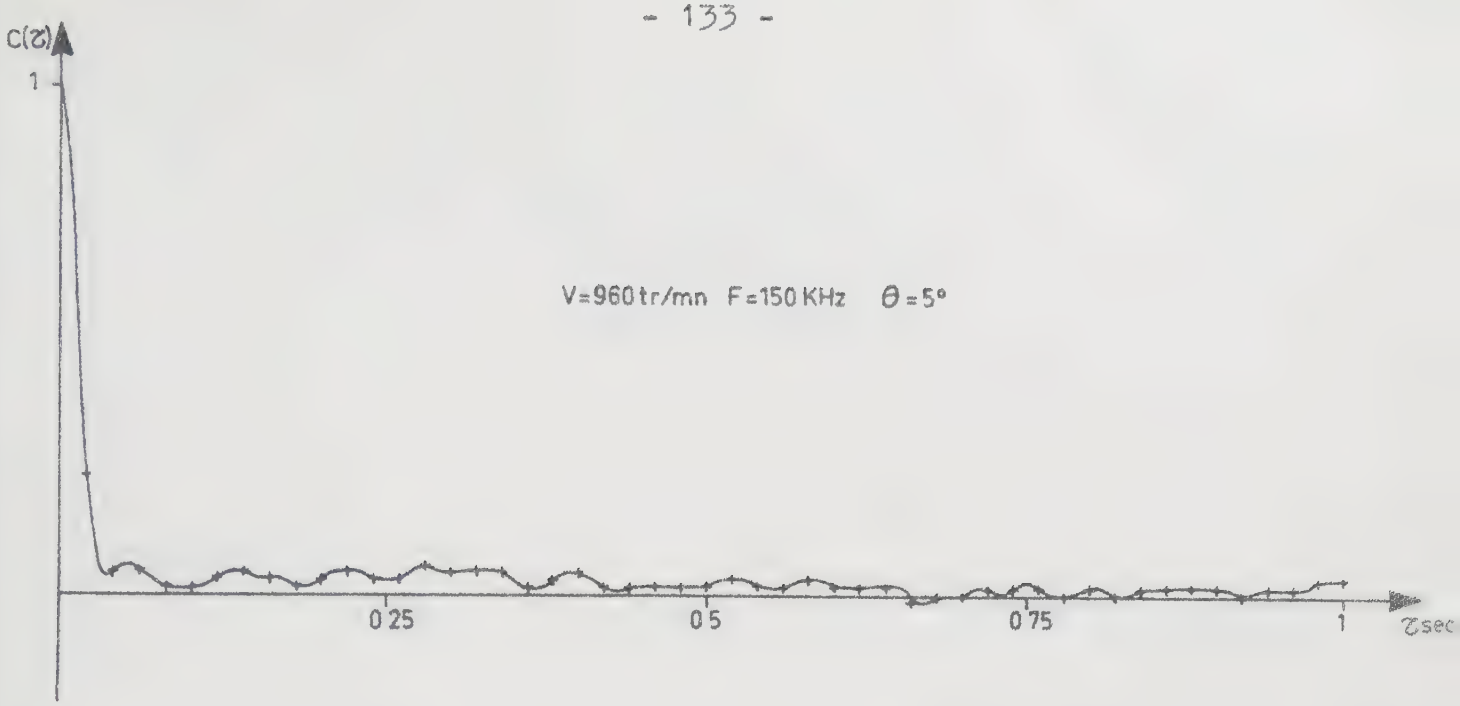

V=1200 tr/mn F=150 KHz θ=30°
10
20
30
40 Hz f

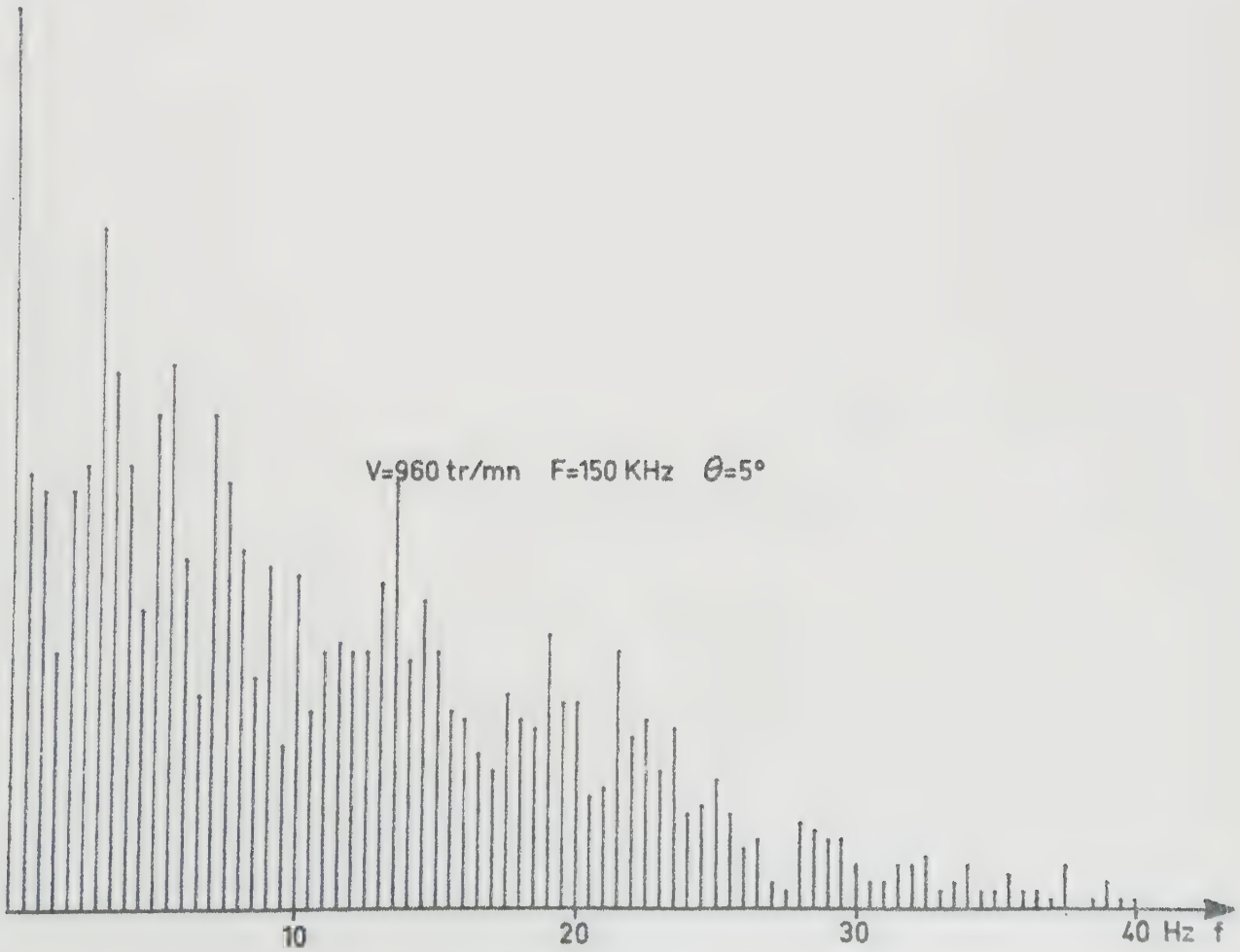
- Figure 3-5 B -


C(τ)
1
V=1200 tr/mn F=150 KHz θ=70°
0,25
0,5
0,75
1
τsec

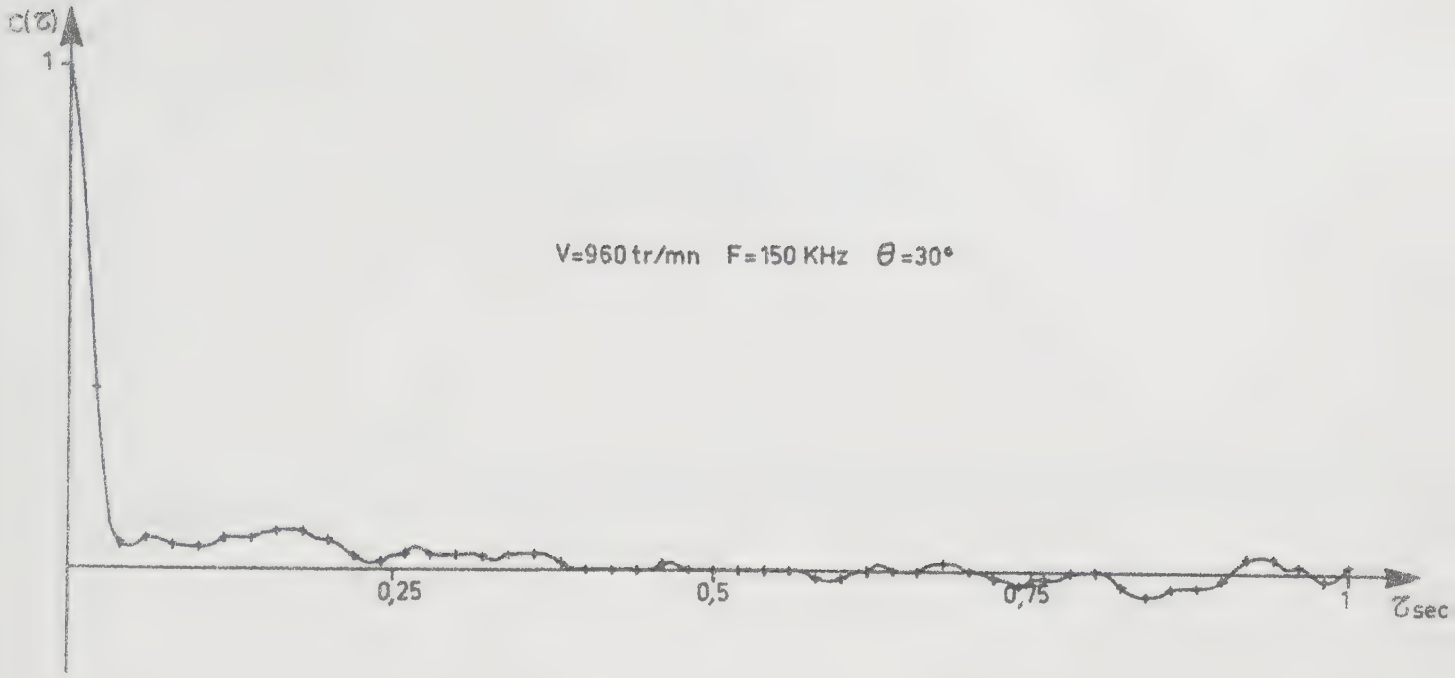

V=1200 tr/mn F=150 KHz θ=70°
10
20
30
40 Hz
f

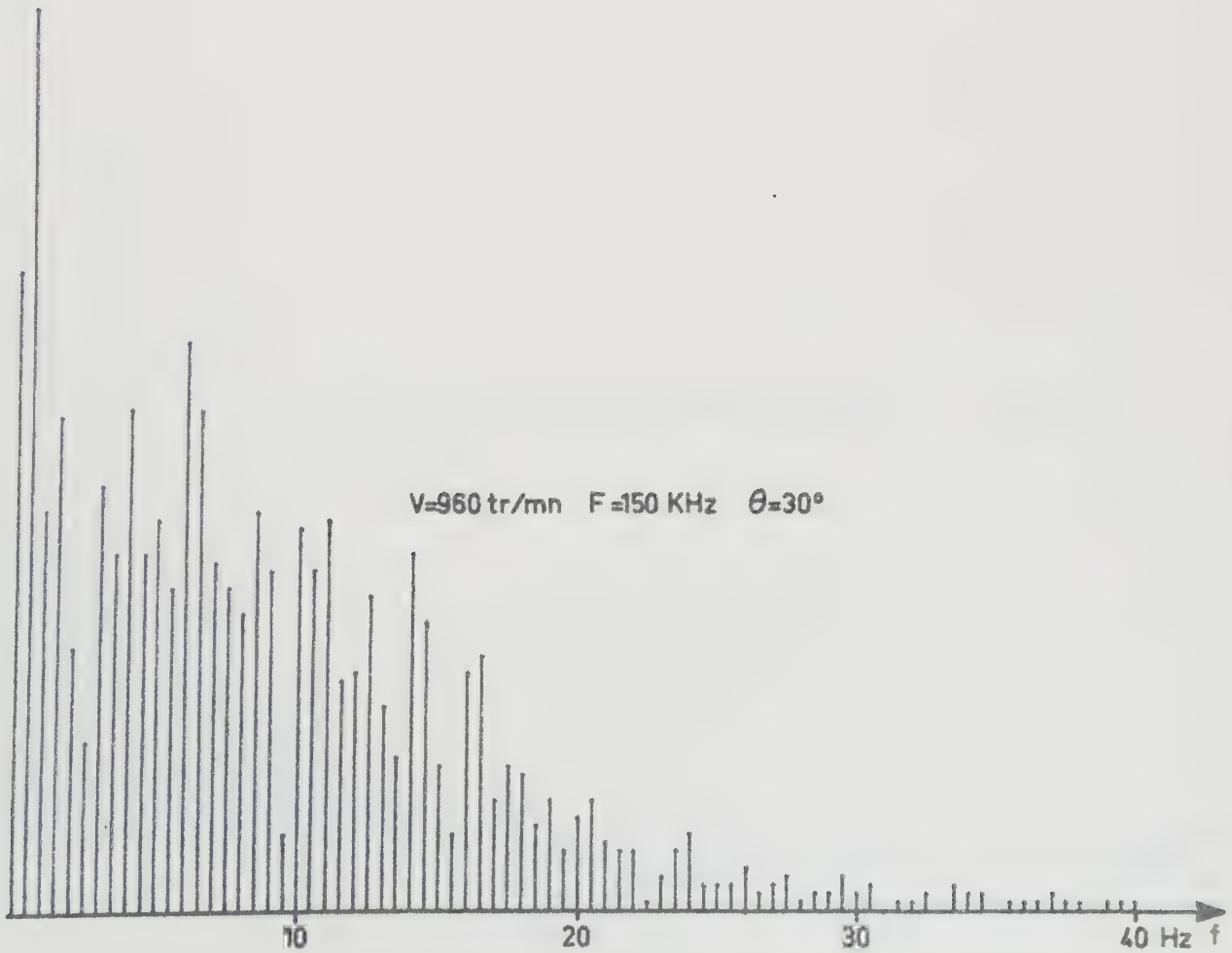
- Figure 3-5 C -


C(τ)
1
V=960 tr/mn F=150 KHz θ=5°
0 25
0 5
0 75
1
τsec

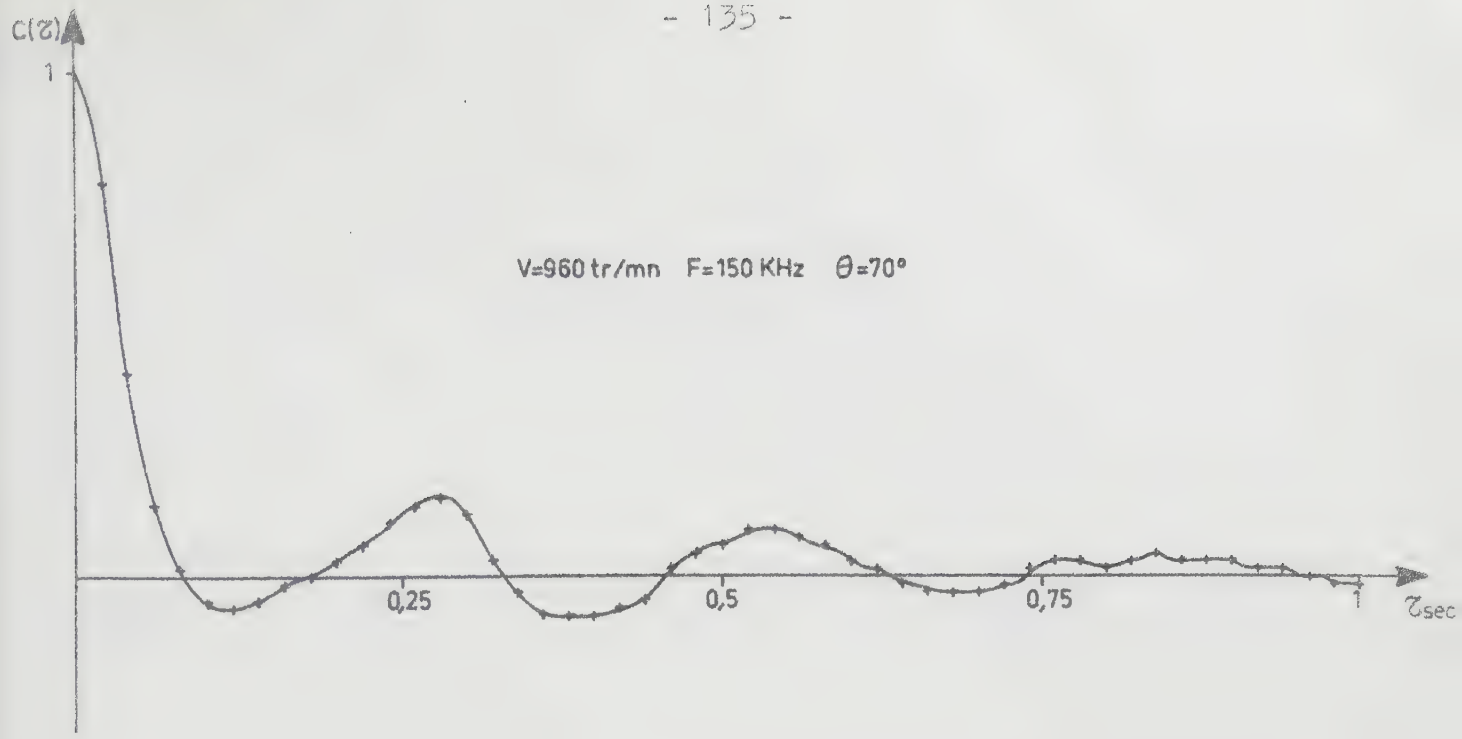

V=960 tr/mn F=150 KHz θ=5°
10
20
30
40 Hz f

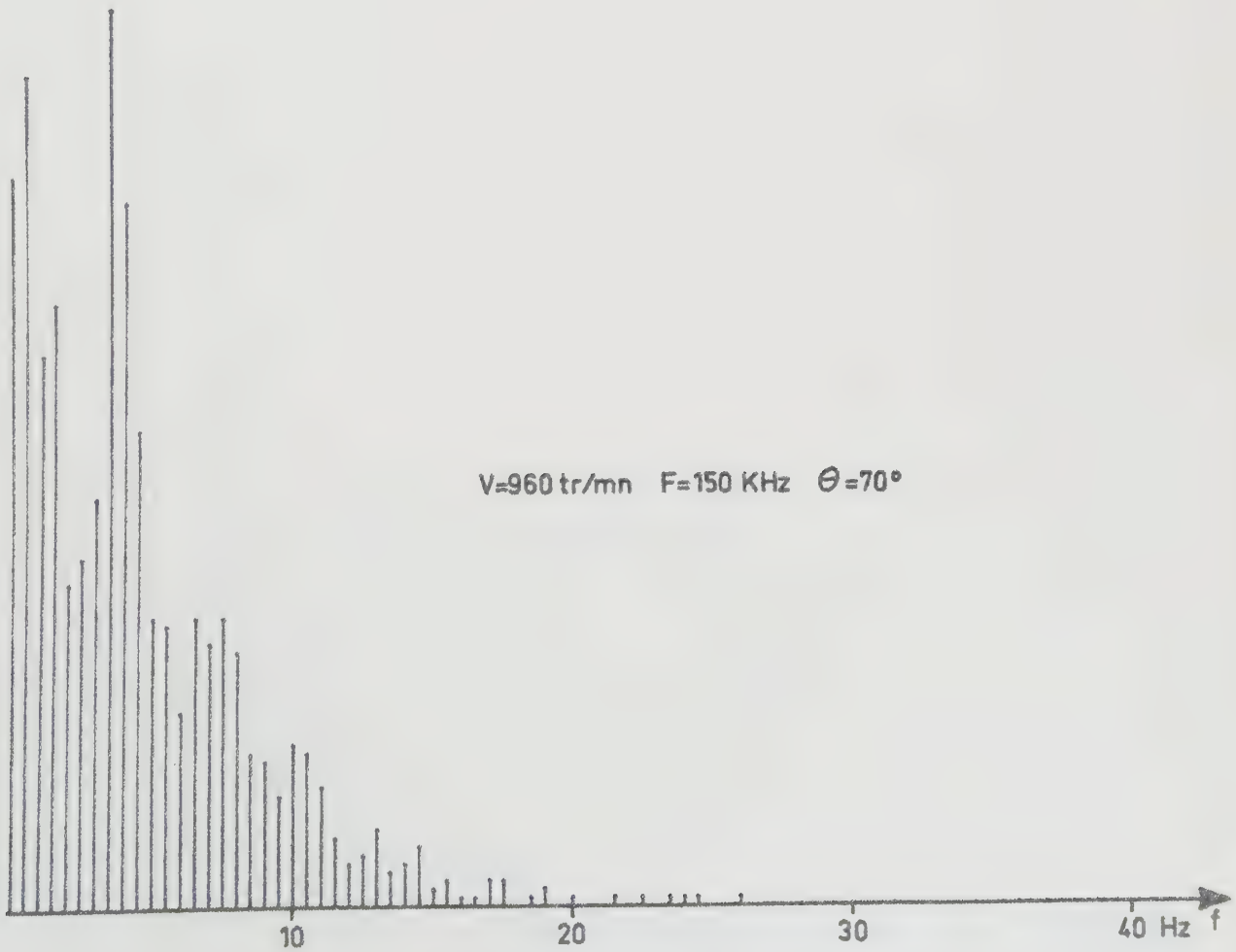
- Figure 3-6 A -


c(τ)
1
V=960 tr/mn F=150 KHz θ=30°
0,25
0,5
0,75
1
τ sec

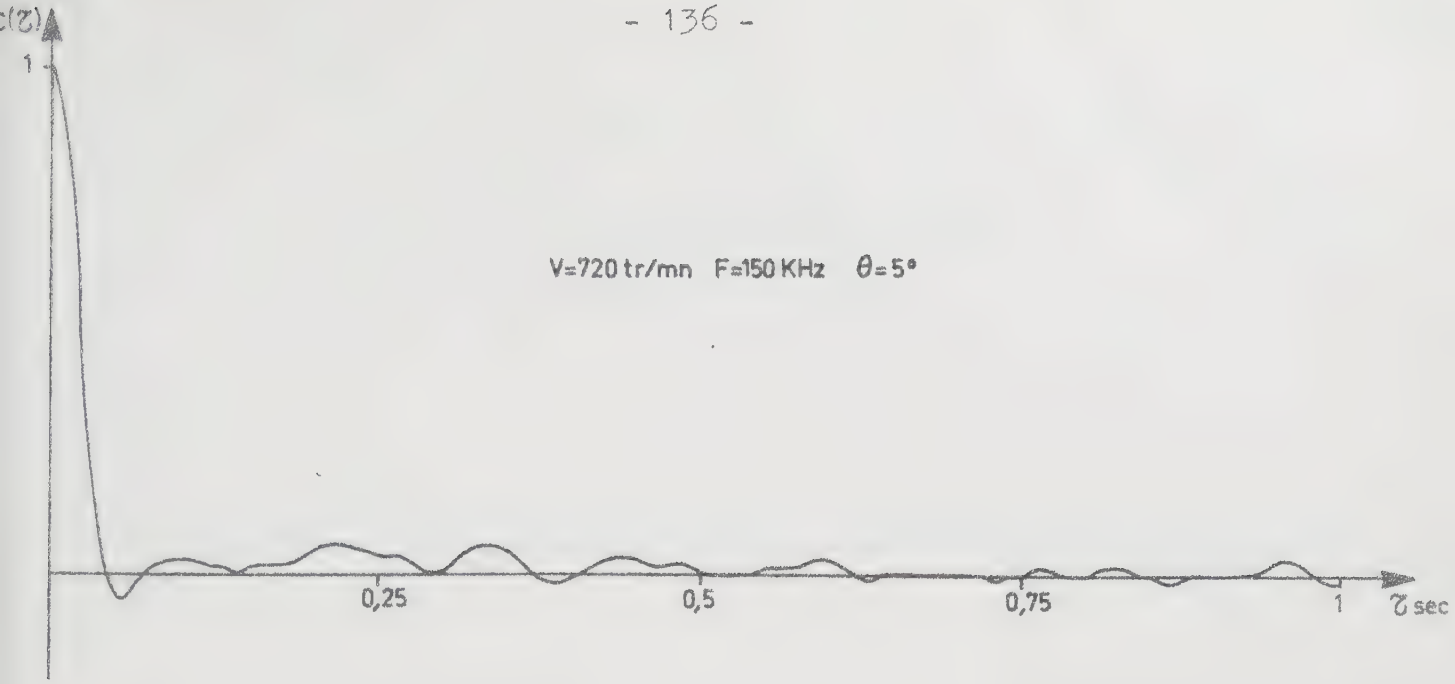

V=960 tr/mn F=150 KHz θ=30°
10
20
30
40 Hz f

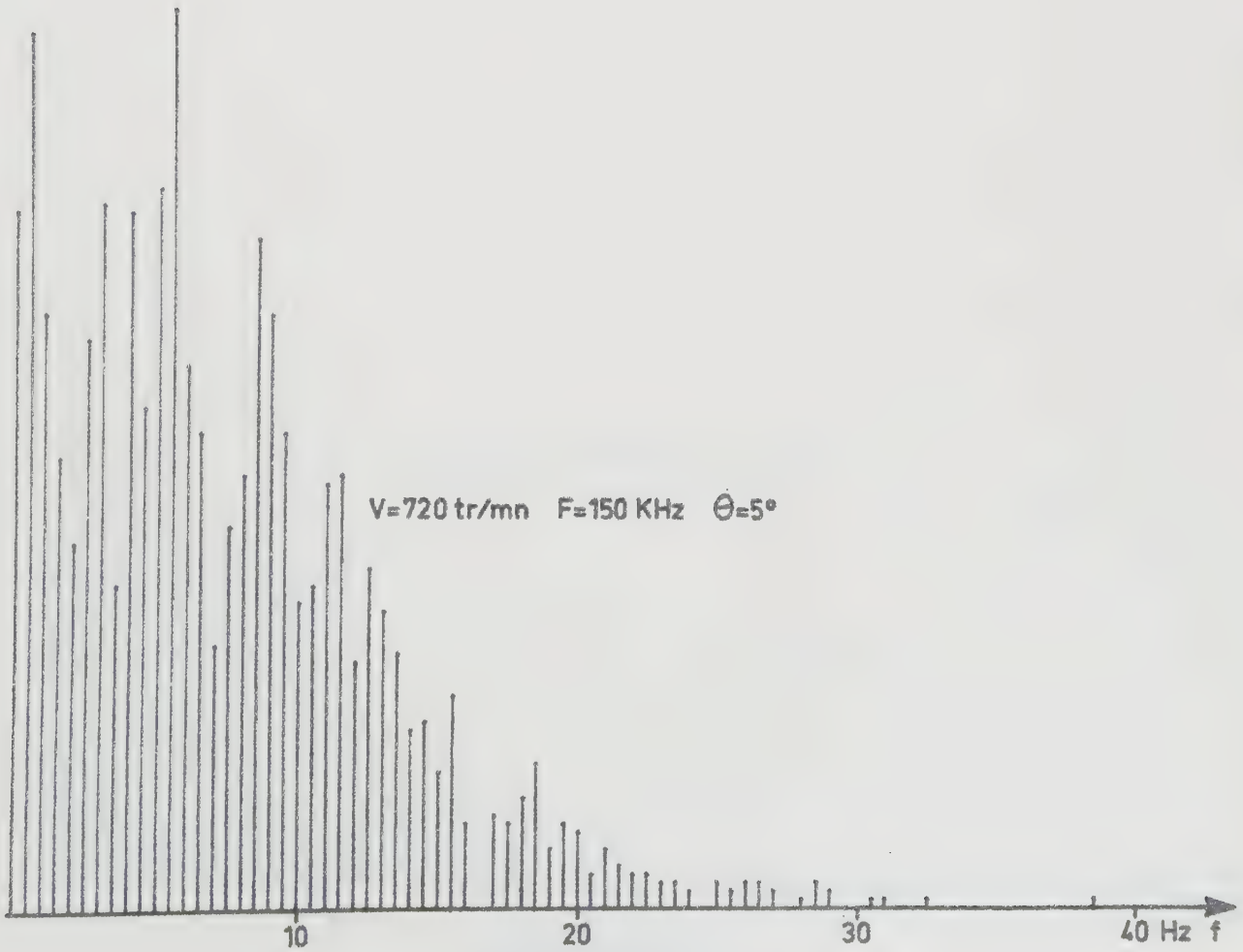
- Figure 3-6 B -


C(τ)
1
V=960 tr/mn F=150 KHz θ=70°
0,25
0,5
0,75
1
τsec

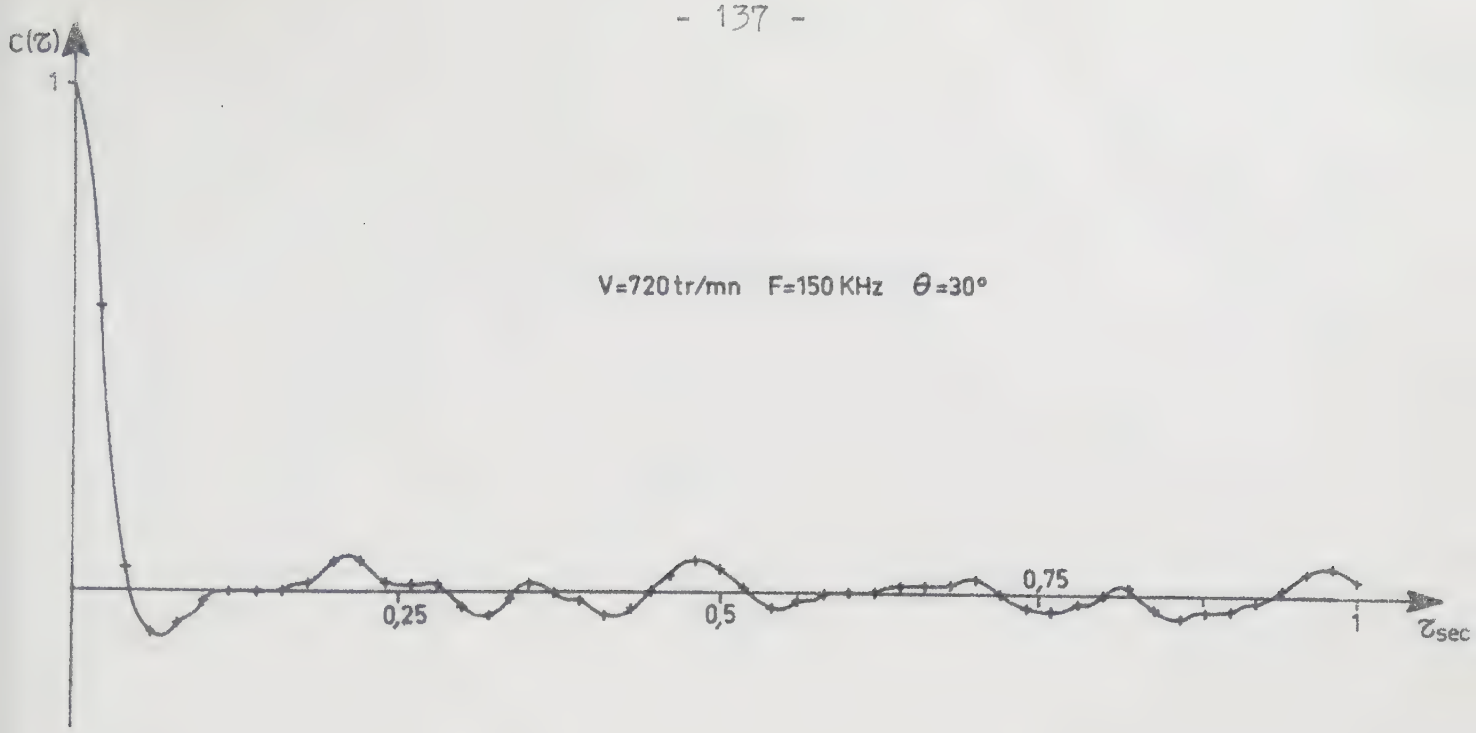

V=960 tr/mn F=150 KHz θ=70°
10
20
30
40 Hz
f

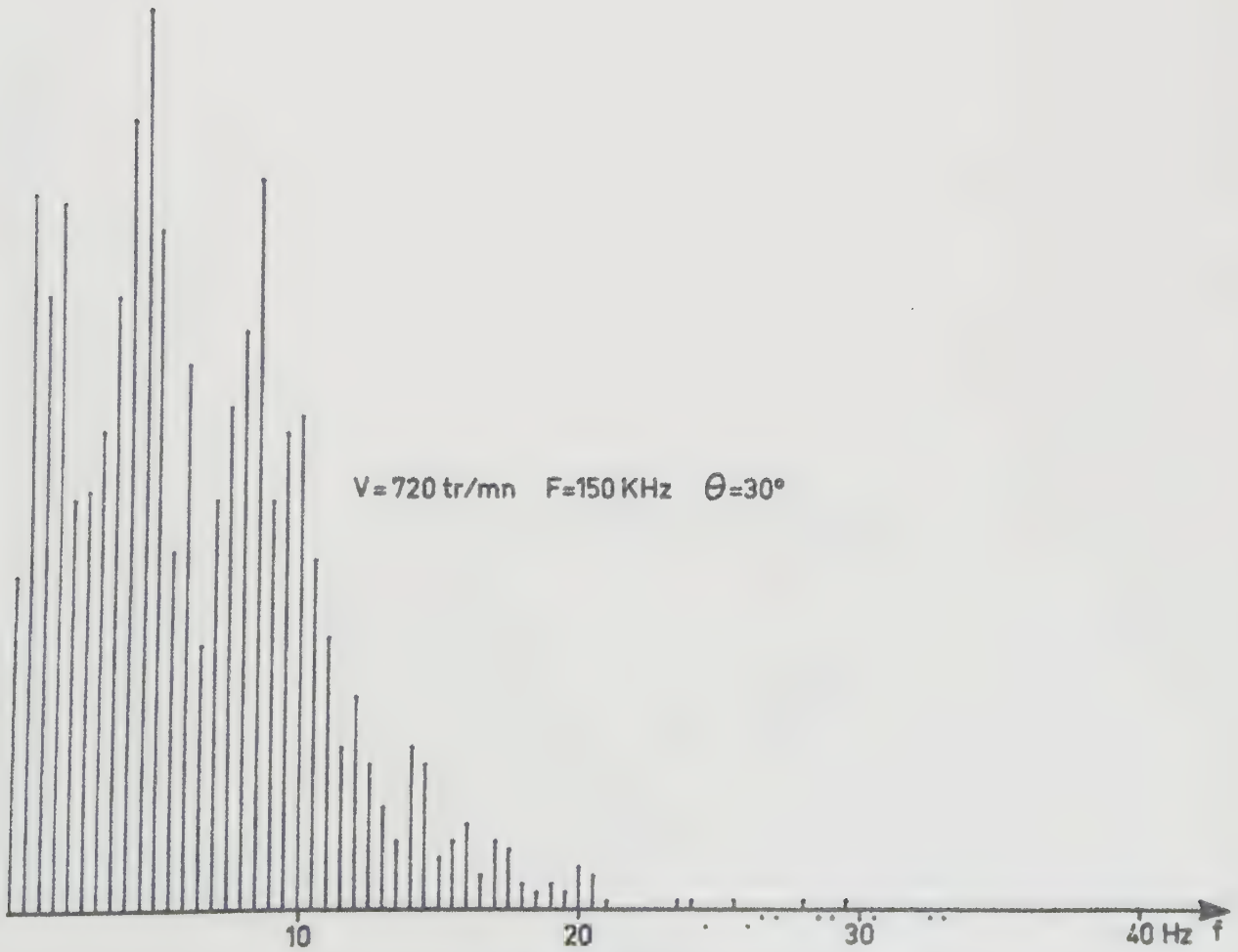
- Figure 3-6 C -


C(τ)
1
V=720 tr/mn F=150 KHz θ=5°
0,25
0,5
0,75
1
τ sec

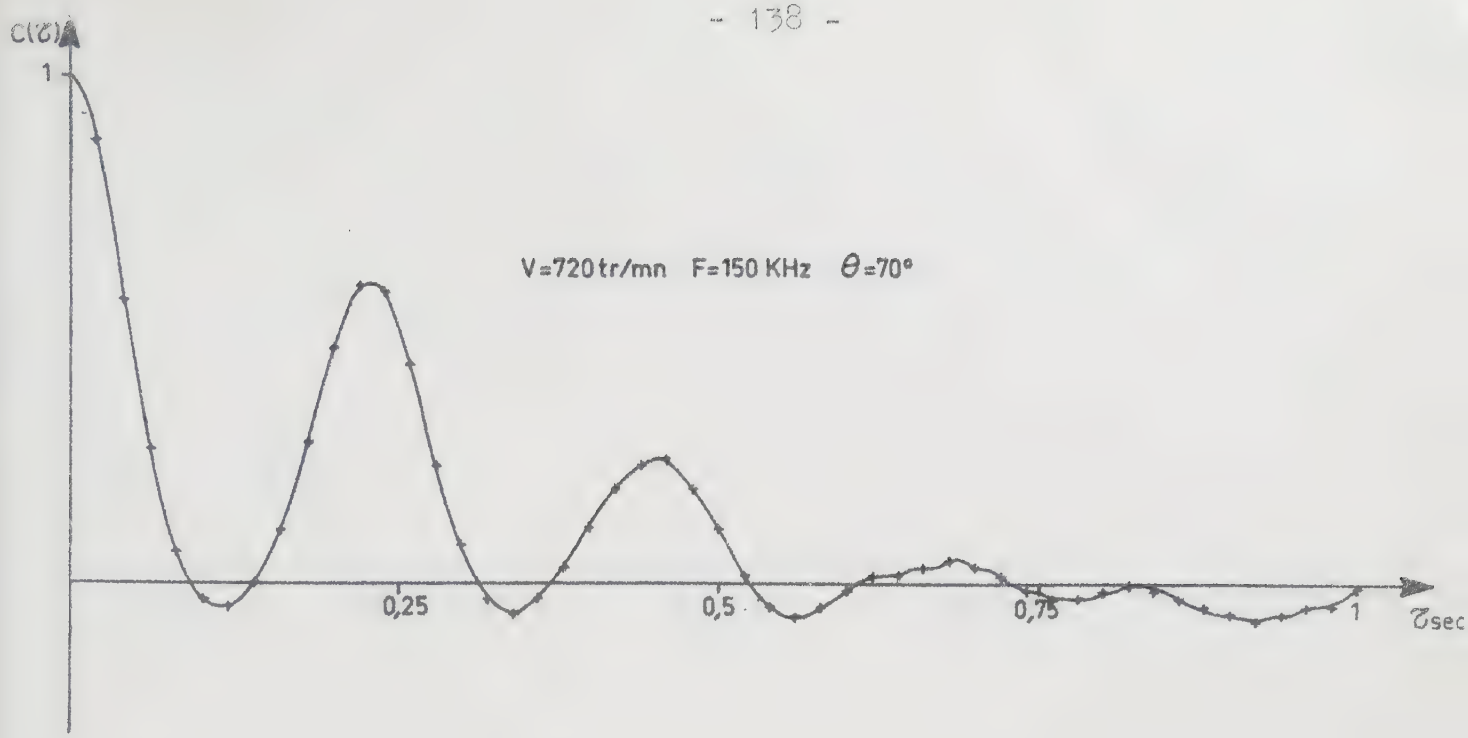

V=720 tr/mn F=150 KHz θ=5°
10
20
30
40 Hz f

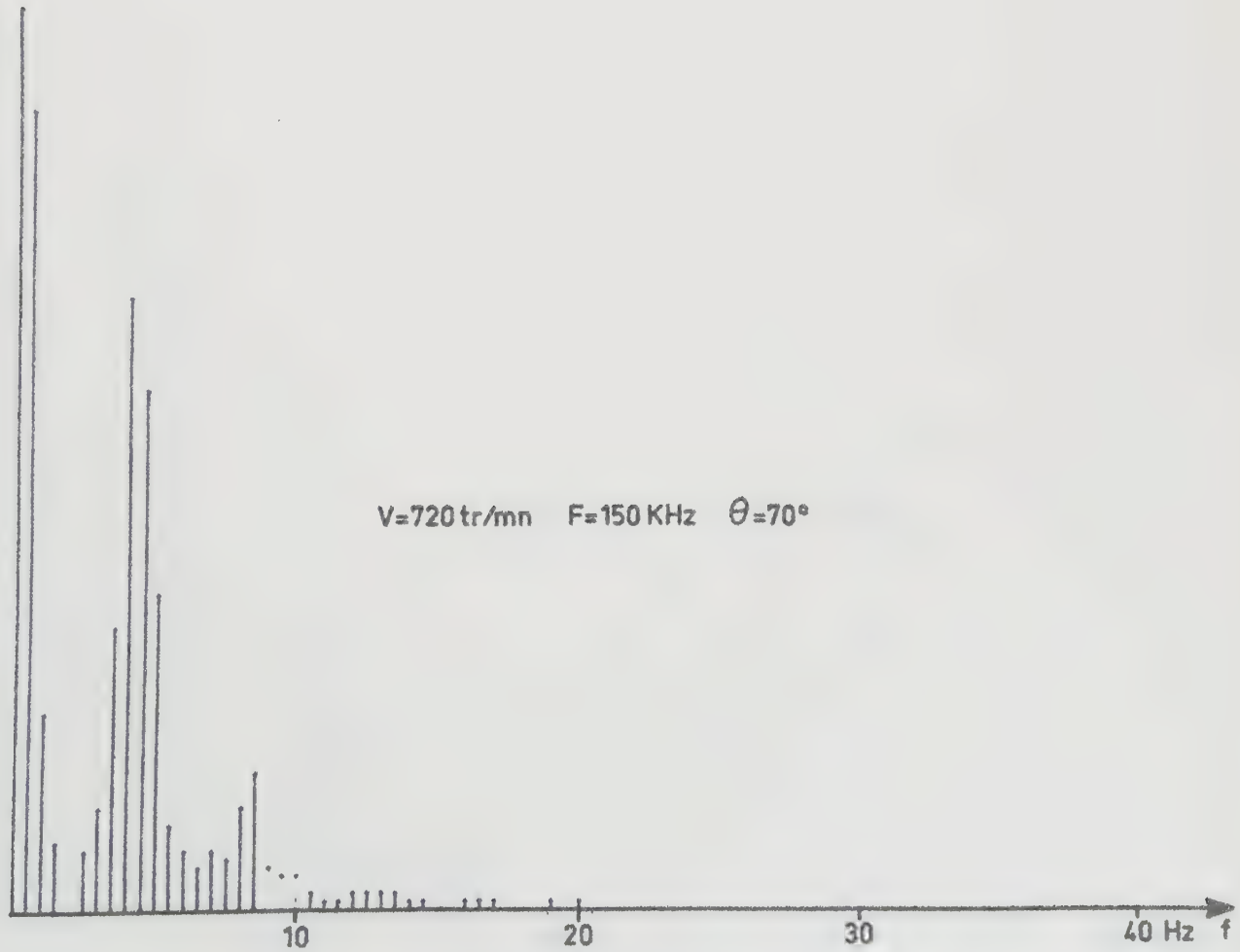
- Figure 3-7 A -


C(τ)
1
V=720 tr/mn F=150 KHz θ=30°
0,25
0,5
0,75
1
τsec

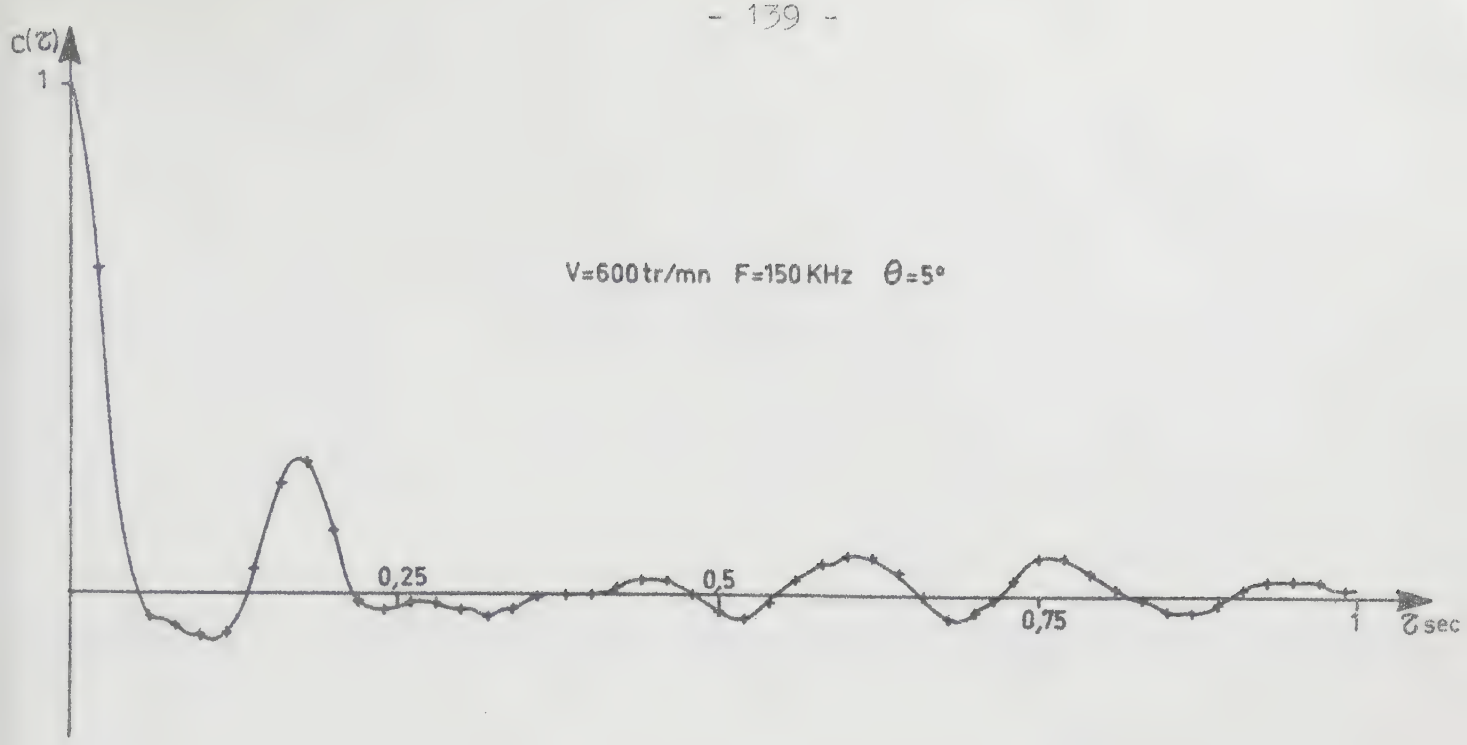

V=720 tr/mn F=150 KHz θ=30°
10
20
30
40 Hz
f

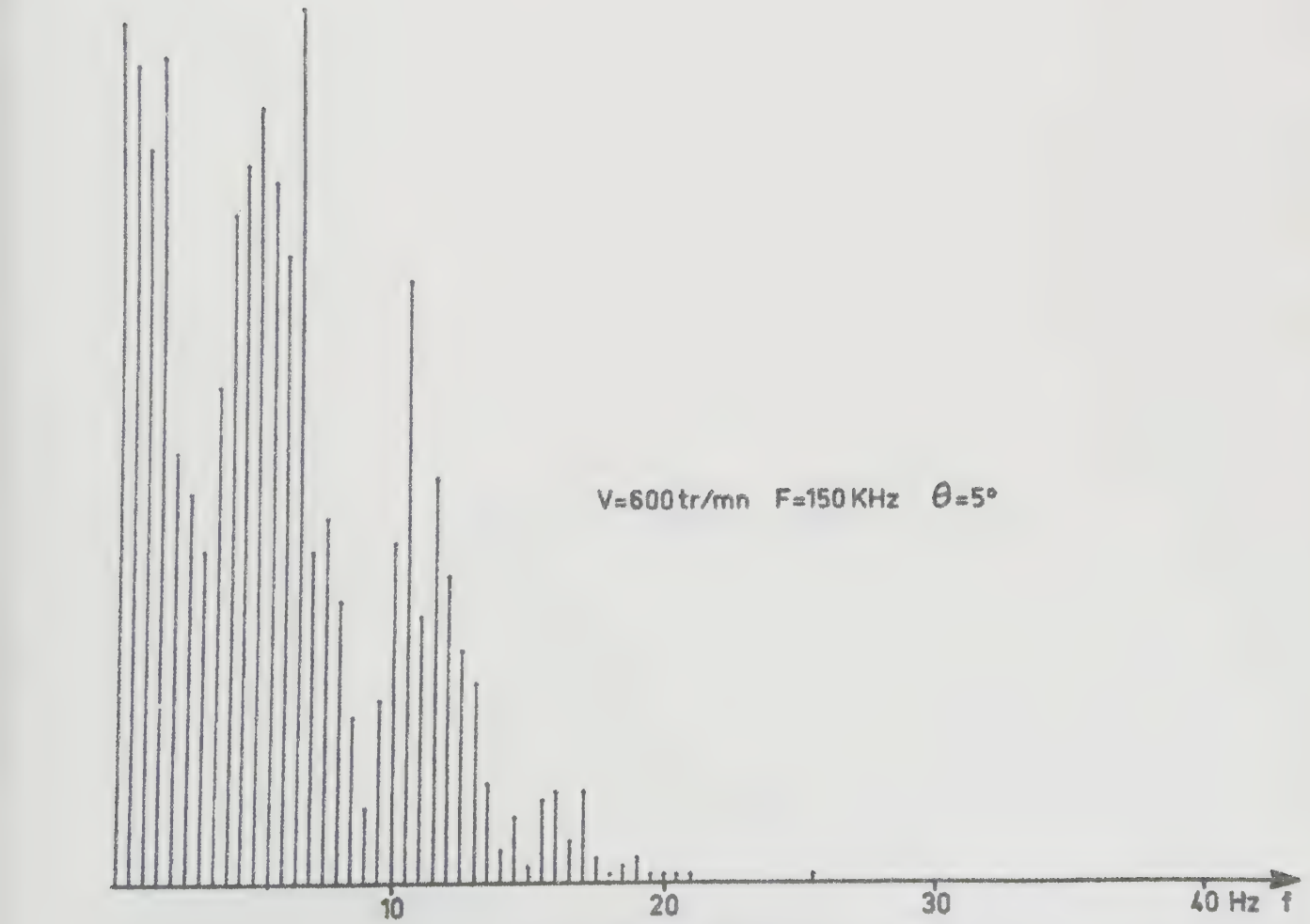
- Figure 3-7 B -


C(τ)
1
V=720 tr/mn F=150 KHz θ=70°
0,25
0,5
0,75
1
τsec

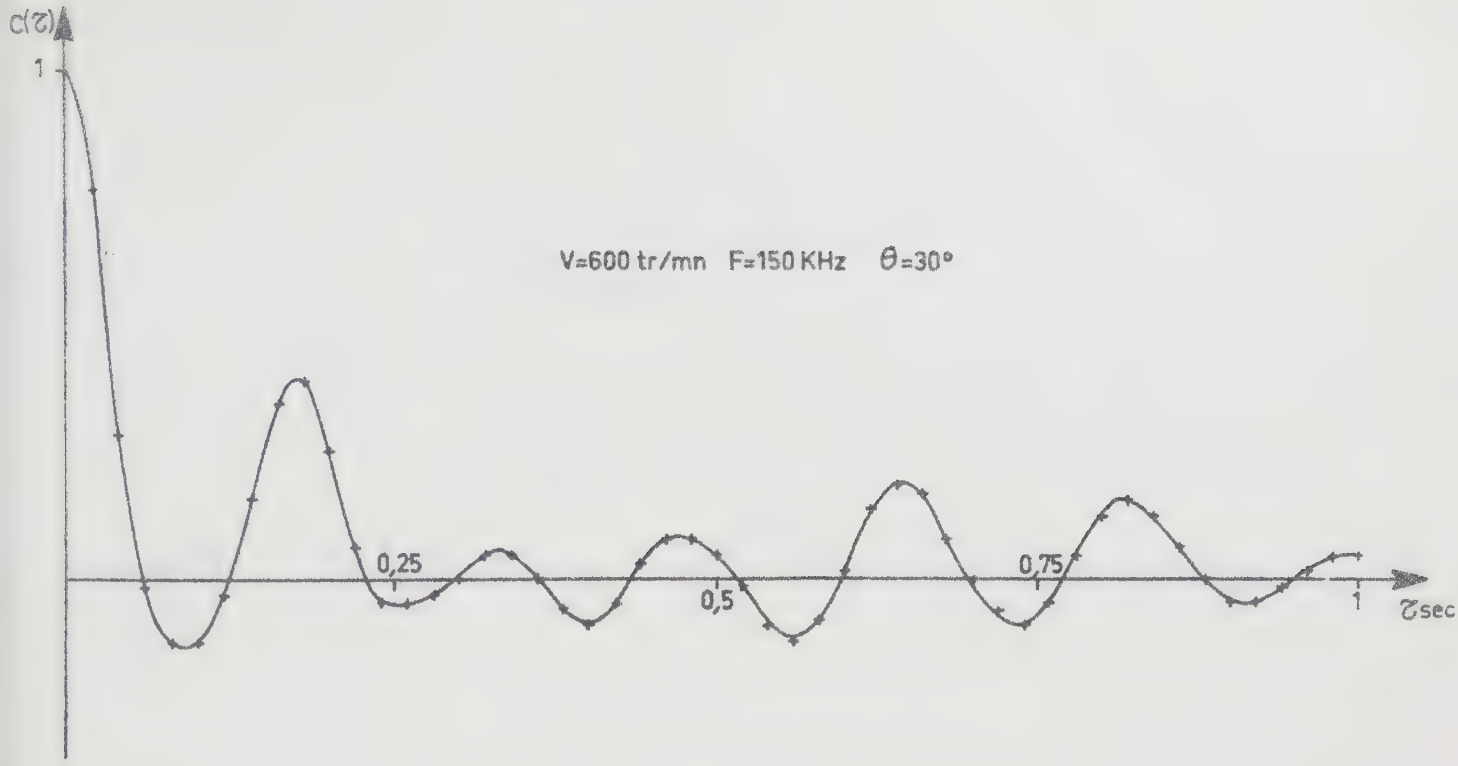

V=720 tr/mn F=150 KHz θ=70°
10
20
30
40 Hz
f

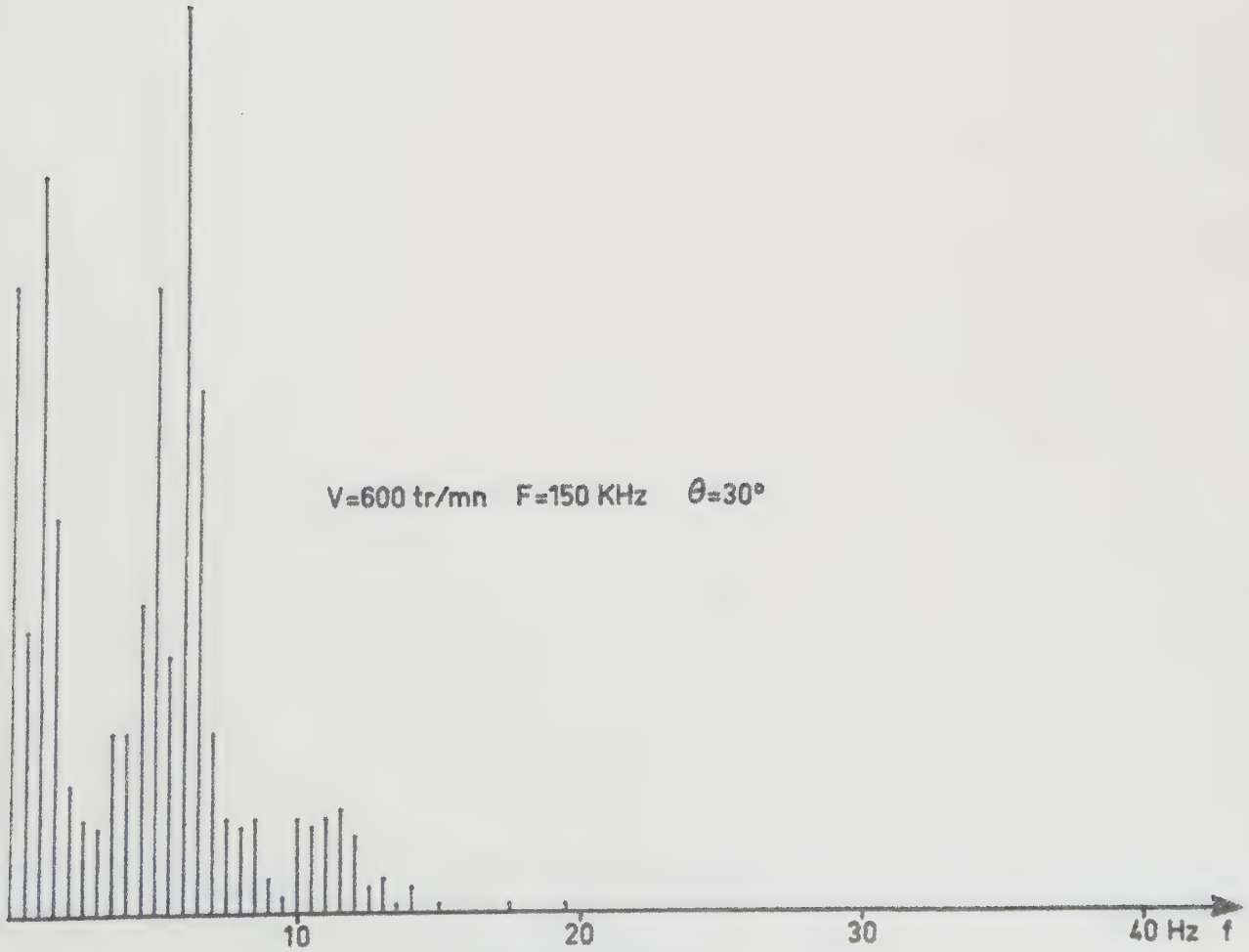
- Figure 3-7 C -


c(τ)
1
V=600 tr/mn F=150 KHz θ=5°
0,25
0,5
0,75
1
τ sec

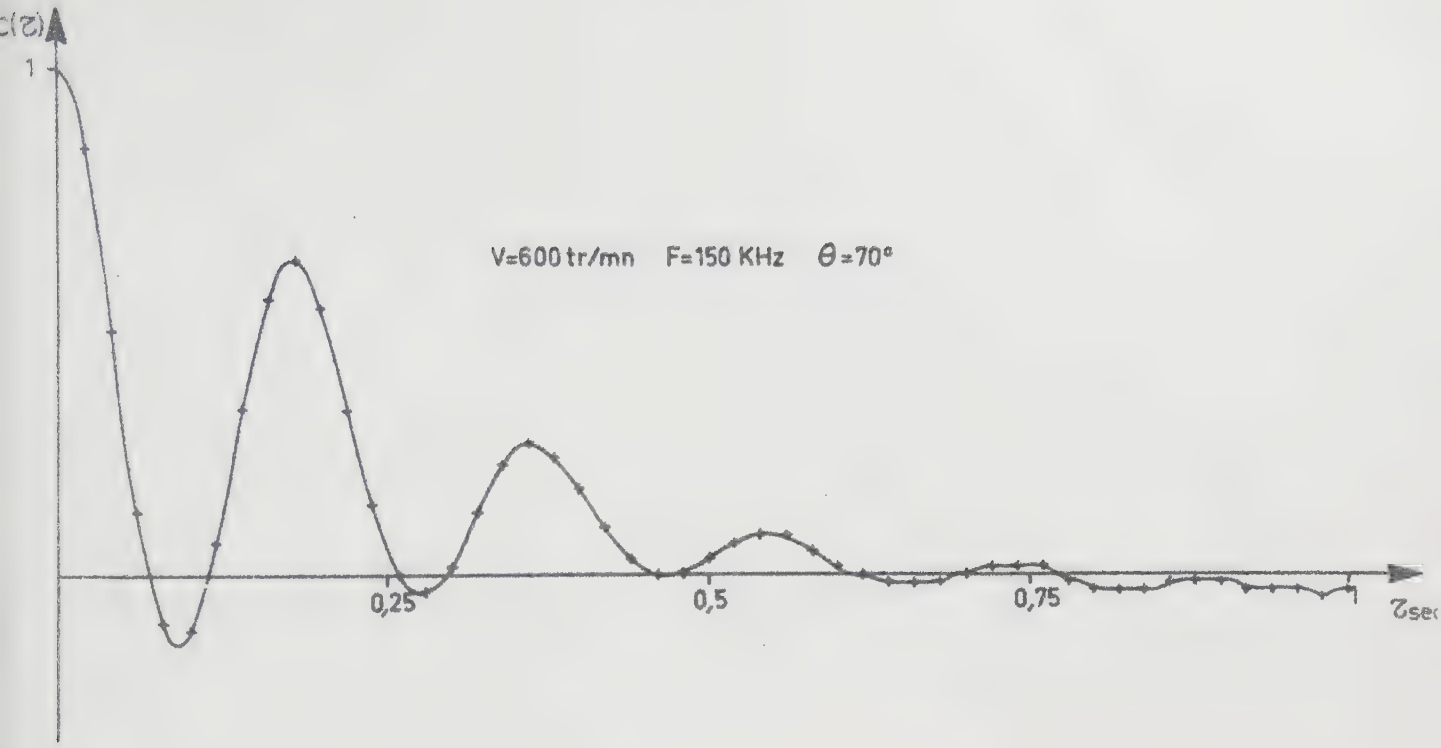

V=600 tr/mn F=150 KHz θ=5°
10
20
30
40 Hz f

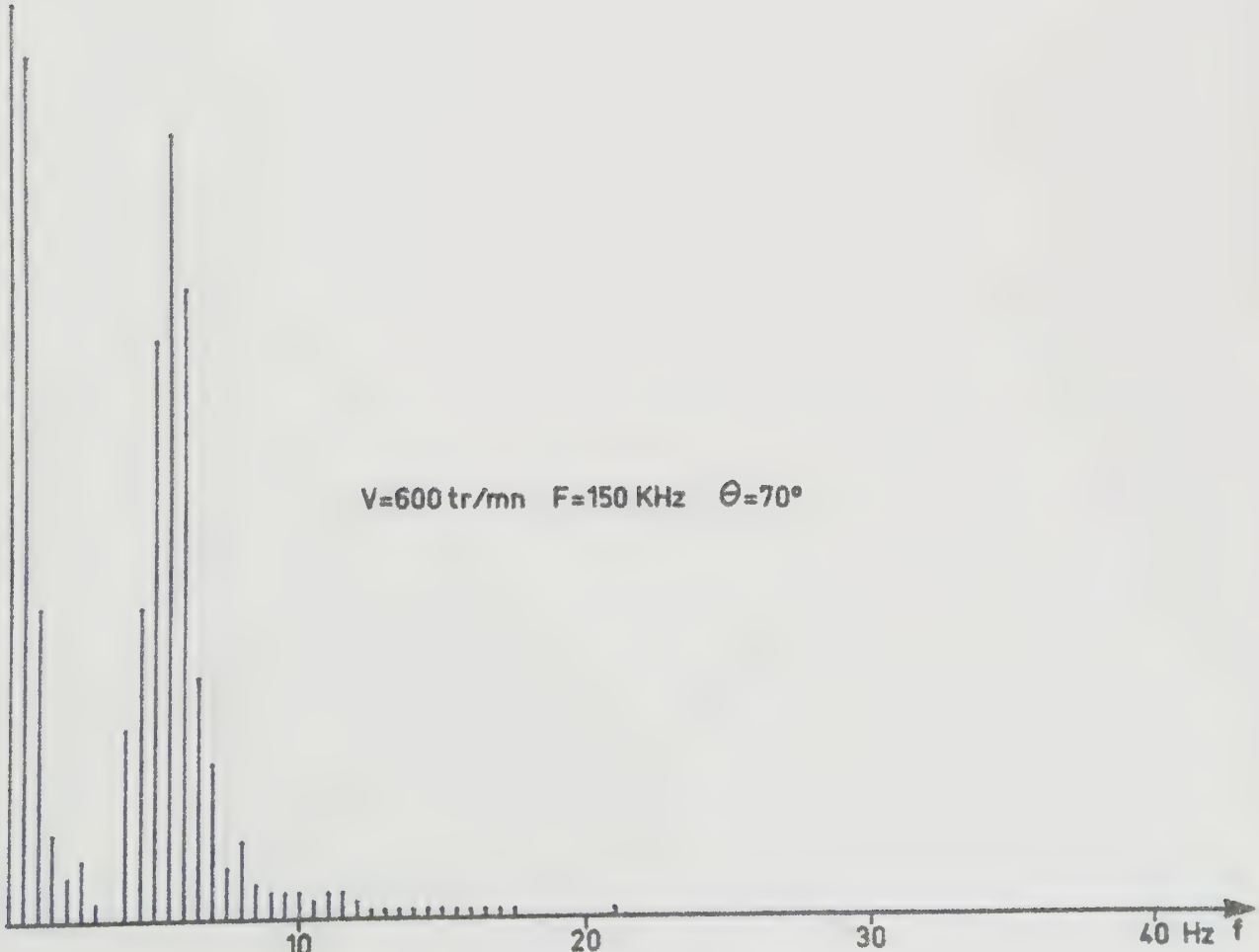
- Figure 3-8 A -


C(τ)
1
V=600 tr/mn F=150 KHz θ=30°
0,25
0,5
0,75
1
τsec

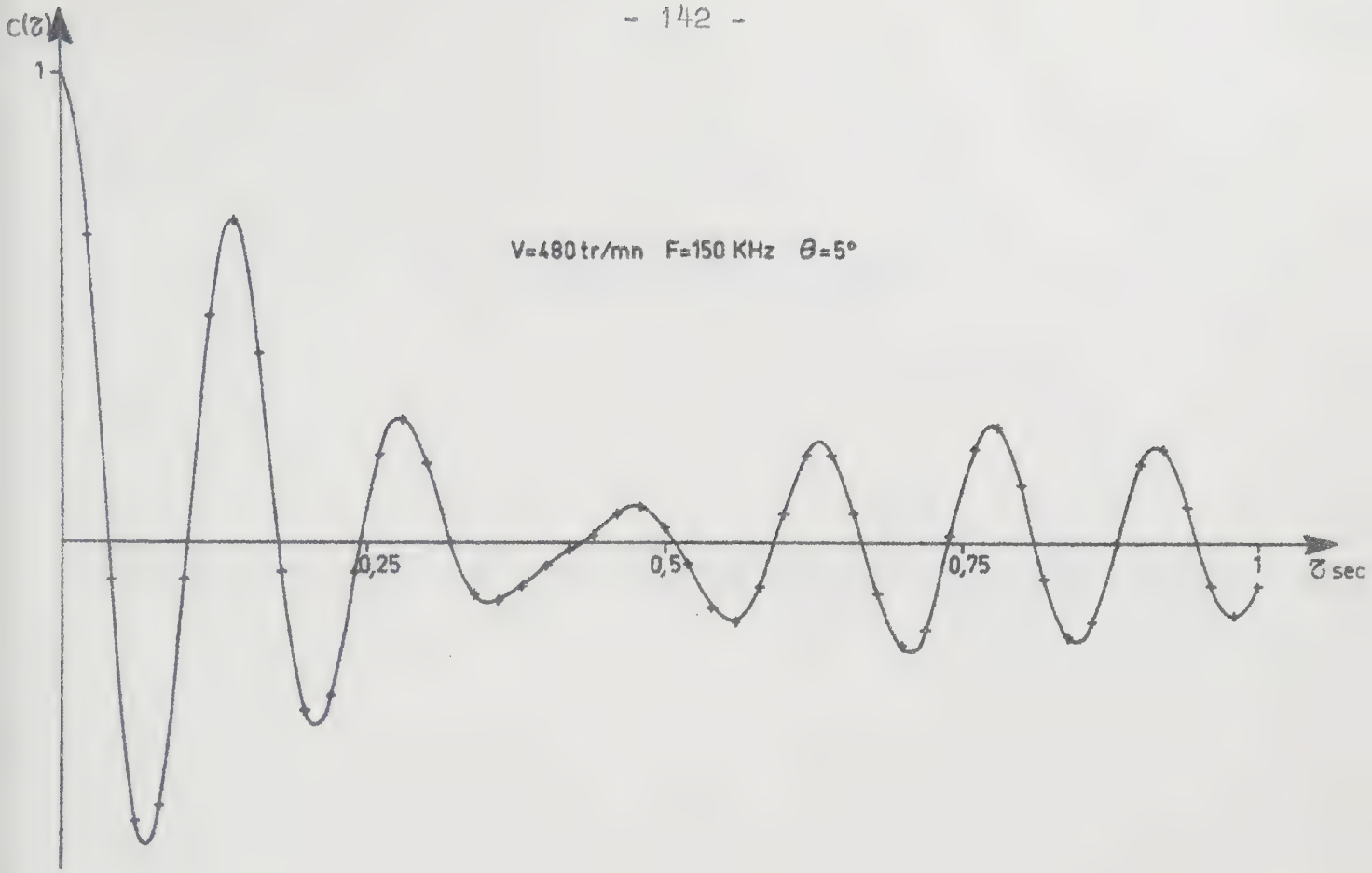

V=600 tr/mn F=150 KHz θ=30°
10
20
30
40 Hz f

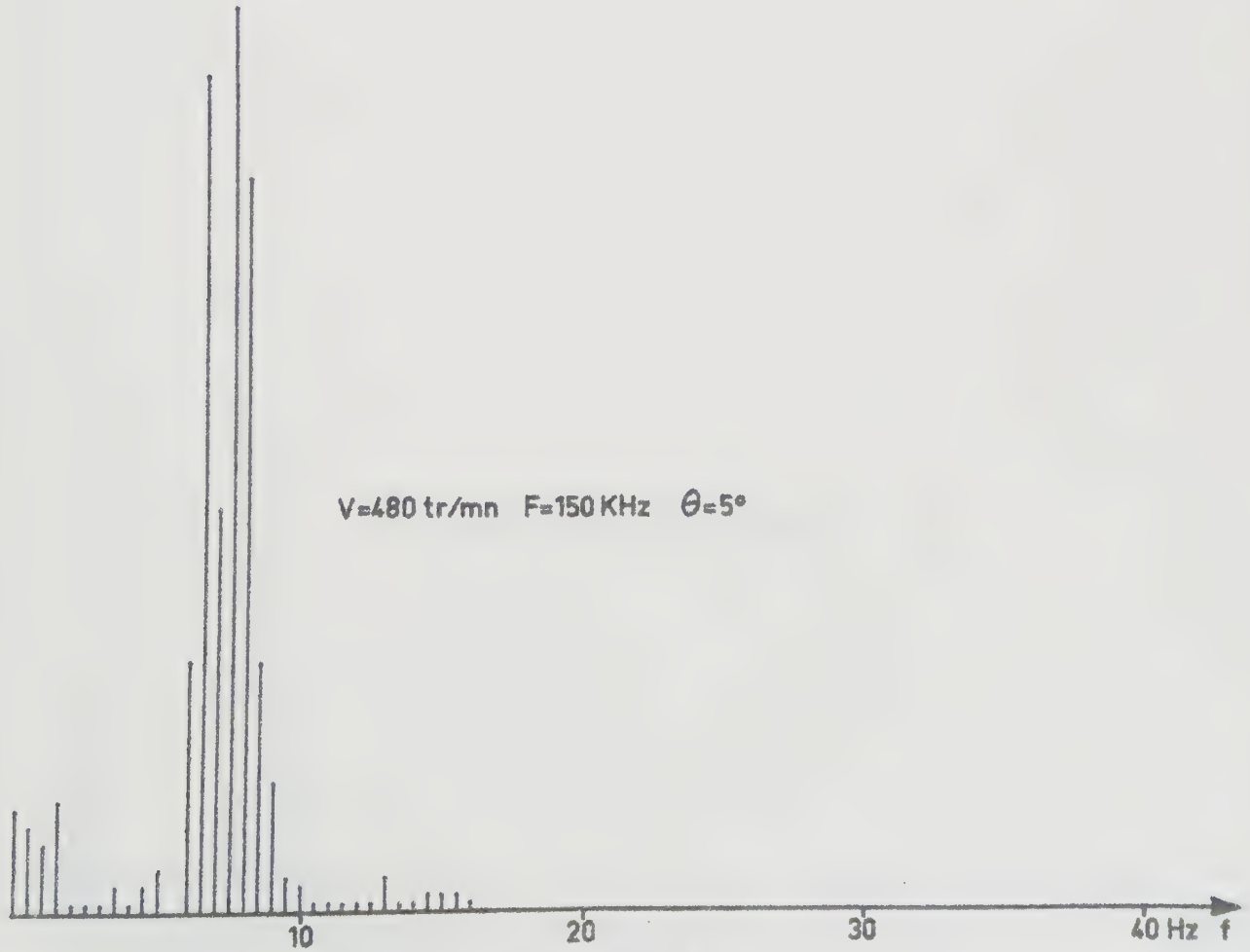
- Figure 3-8 B -


c(z)
1
V=600 tr/mn F=150 KHz θ=70°
0,25
0,5
0,75
z sec

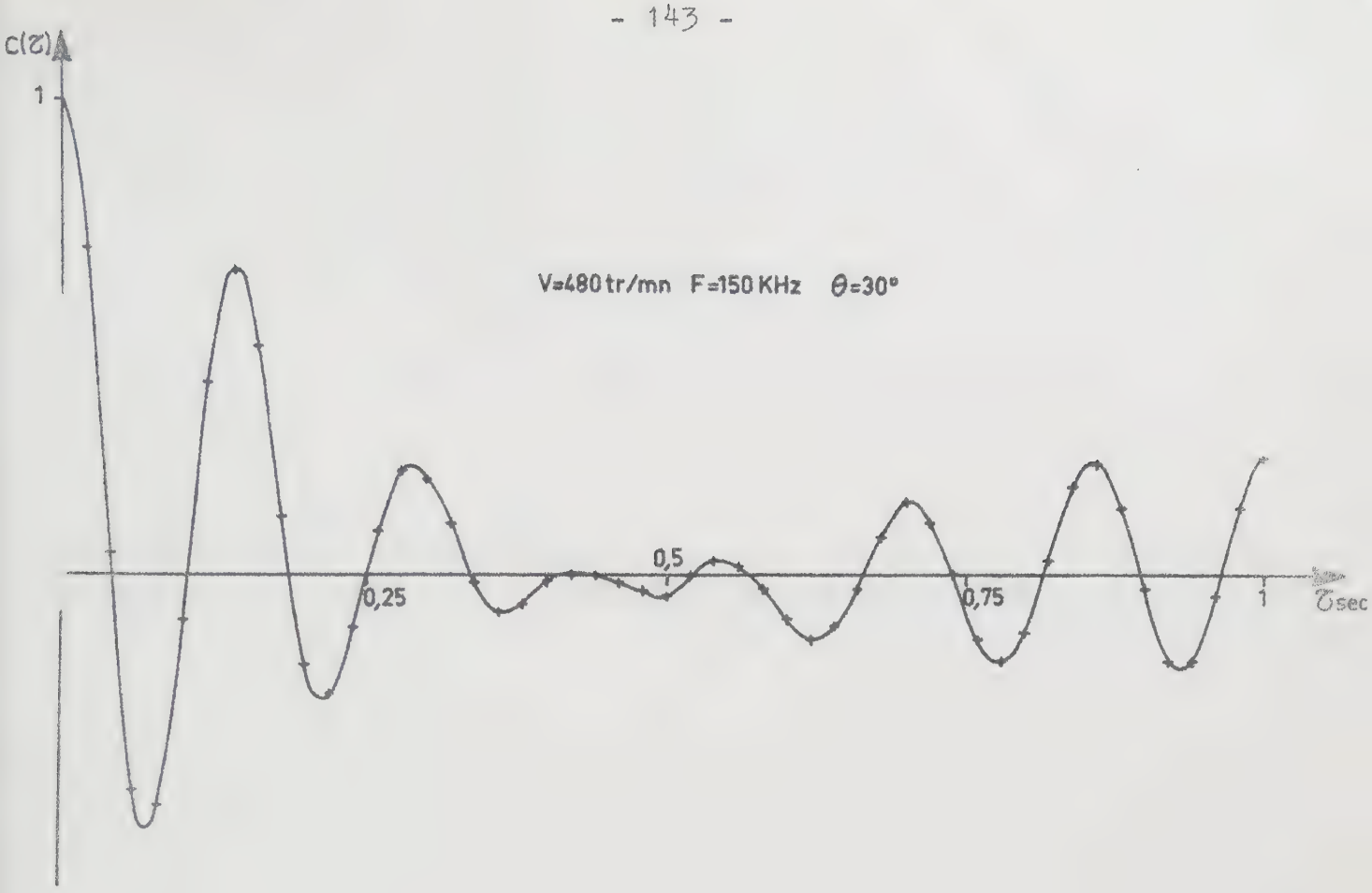

V=600 tr/mn F=150 KHz θ=70°
10
20
30
40 Hz f

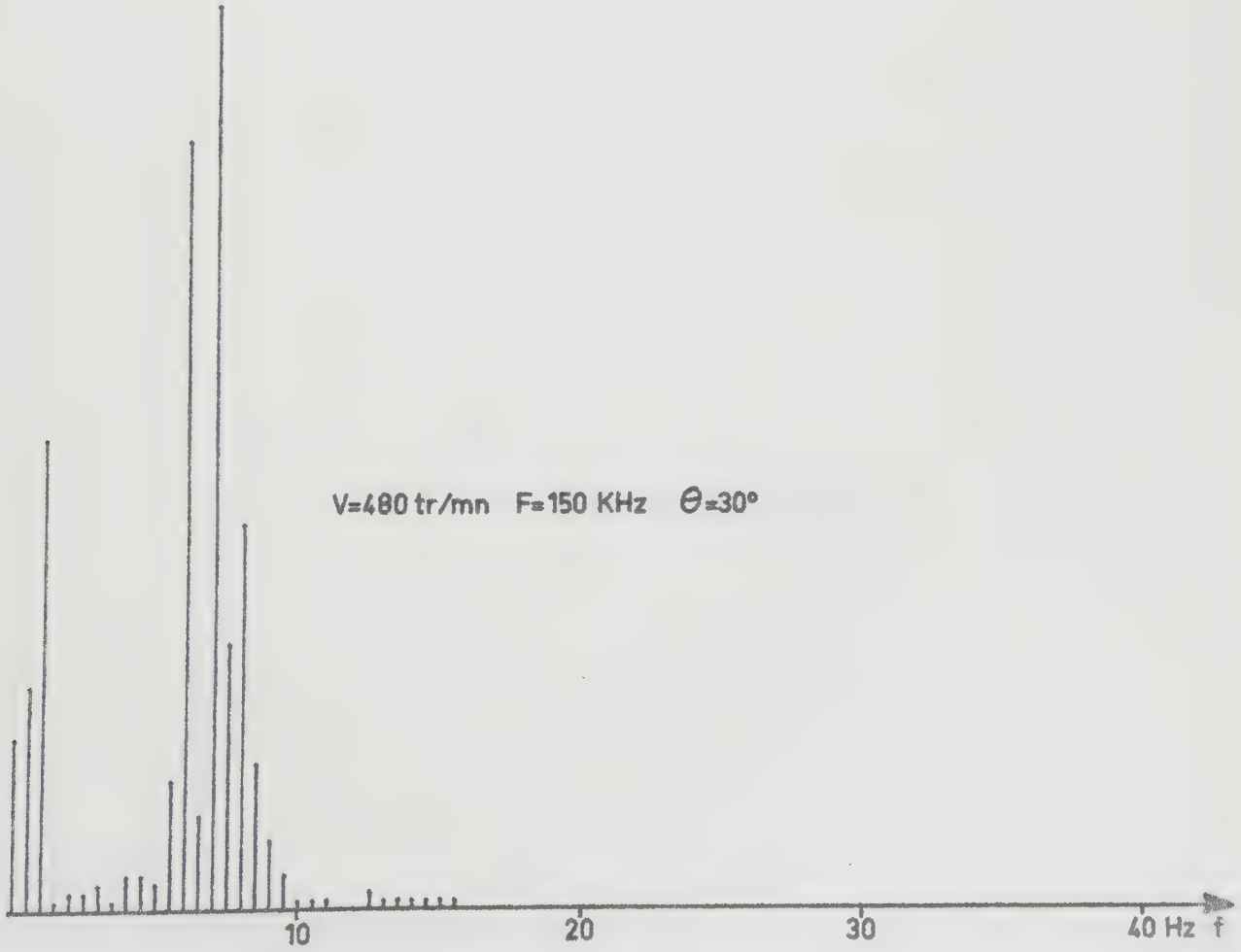
- Figure 3-8 C -


c(τ)
1
V=480 tr/mn F=150 KHz θ=5°
0,25
0,5
0,75
1
τ sec

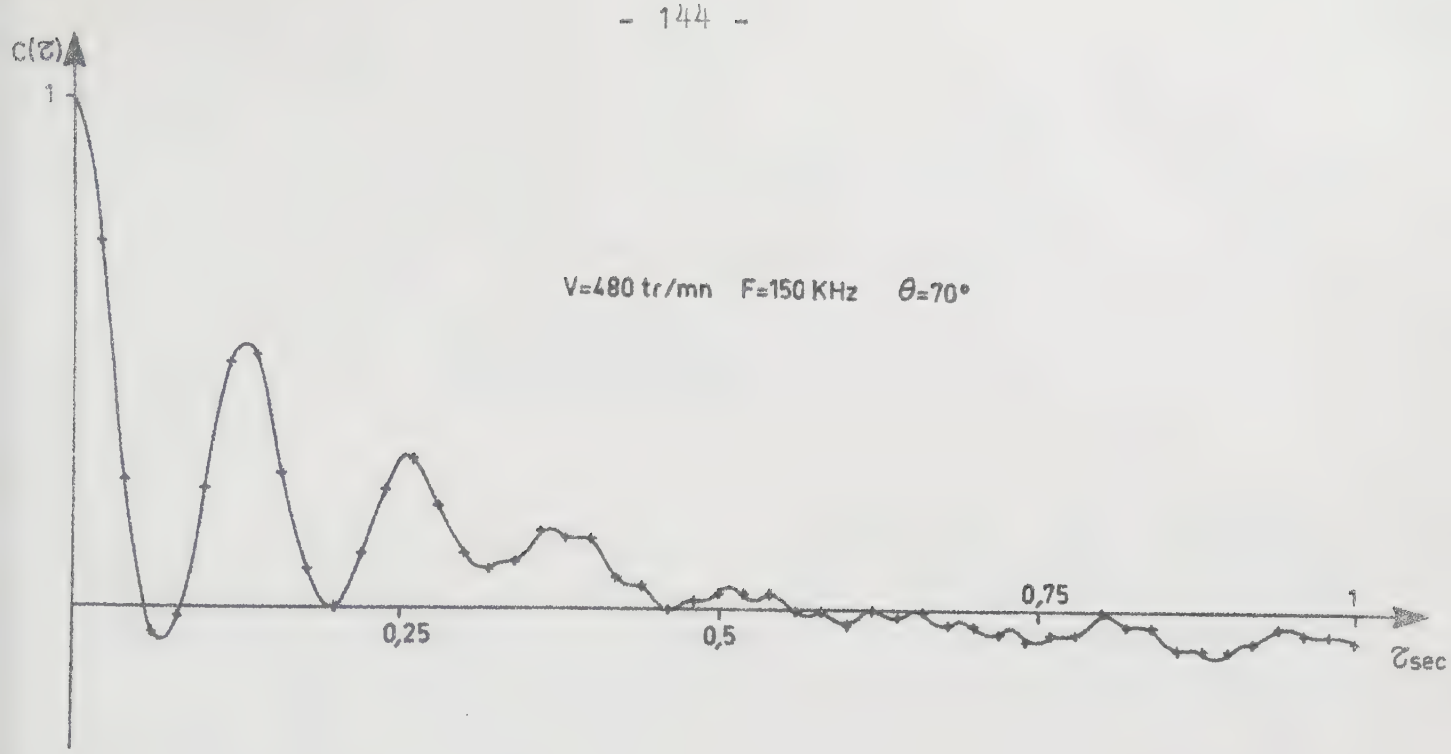

V=480 tr/mn F=150 KHz θ=5°
10
20
30
40 Hz f

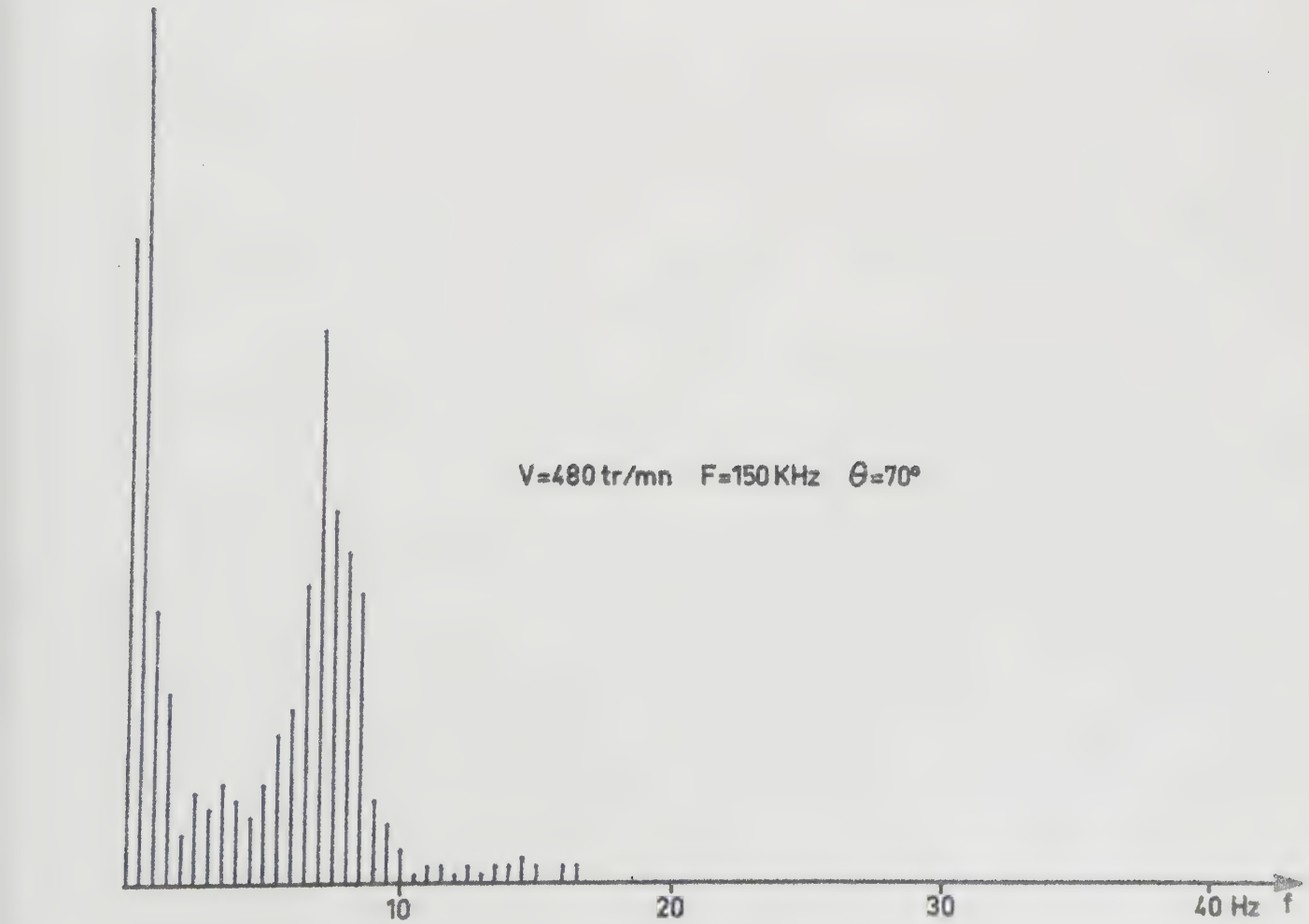
- Figure 3-9 A -


C(τ)
1
V=480 tr/mn F=150 KHz θ=30°
0,25
0,5
0,75
1
τsec


V=480 tr/mn F=150 KHz θ=30°
10
20
30
40 Hz f

- Figure 3-9 B -


c(τ)
1
V=480 tr/mn F=150 KHz θ=70°
0,25
0,5
0,75
1
τsec


V=480 tr/mn F=150 KHz θ=70°
10
20
30
40 Hz
f

- Figure 3- 9 C -

3-5.- CONCLUSION

L'analyse spectrale par corrélation du signal diffusé par une surface agitée rend compte, malgré de grandes simplifications théoriques, des caractères saillants des phénomènes expérimentaux.

Nous pouvons considérer que le signal diffusé est modulé en phase et en amplitude par les mouvements de la surface. Celà se traduit sur les spectres énergétiques de la modulation de phase par l'apparition de raies correspondant à la fréquence fondamentale et aux harmoniques des vagues.

Ces raies correspondent aux mouvements verticaux de la surface, leur amplitude diminue quand le paramètre

$$g = \frac{4\pi \sigma_s}{\lambda} \cos \theta$$

analogue à l'indice de modulation, augmente. Pour les fortes valeurs de g, nous obtenons un spectre de bruit.

L'effet Doppler apparaît pour tout léger déplacement du récepteur (ou de l'émetteur) de part et d'autre de la direction spéculaire. Il en résulte un déplacement d'ensemble du spectre énergétique par rapport à la fréquence de la porteuse.

L'effet Doppler est lié aux mouvements horizontaux de la surface. (Propagation des vagues).

Les spectres énergétiques de la modulation d'amplitude conduisent aux mêmes conclusions. Toutefois ils ne sont pas sensibles à l'effet Doppler (pas de référence de phase) et ils sont toujours beaucoup plus bruités que les spectres de phase. En effet, sources et récepteurs ayant une certaine directivité, la modulation correspondant aux variations de la normale à la surface n'est pas nulle suivant la direction spéculaire, il en résulte un bruit supplémentaire dû au miroitement de la surface. Ce bruit est automatiquement éliminé dans les spectres de phase par l'amplificateur à contrôle de gain.

*

* *

*

C O N C L U S I O N G E N E R A L E

Au terme de cette étude, nous constatons qu'il est possible de simuler, sur un modèle réduit, en cuve, la diffusion acoustique d'une onde ultrasonore par la surface de la mer.

Par le choix de l'état de surface et de la fréquence de travail, nous pouvons reproduire toutes les conditions réellement rencontrées dans les problèmes de propagation sous-marine.

En particulier, les variations des fluctuations du niveau sonore reçu après diffusion sur la surface ont pu être mesurées. Elles passent par un maximum pour certaines valeurs du paramètre de Rayleigh.

$$g = \frac{4\pi \sigma_s}{\lambda} \cos\theta$$

La décroissance de l'amplitude moyenne du signal, assimilée au terme cohérent, a été obtenue. Les difficultés rencontrées en mer ne permettent pas de telles expériences, ce qui justifie l'intérêt de réaliser un modèle réduit.

A partir de l'étude statistique des fluctuations du signal, nous avons étendu aux ondes sonores la loi statistique de Beckmann établie pour les ondes électromagnétiques.

Il faut connaître l'ensemble de ces résultats (statistique d'amplitude, perte de cohérence, fluctuations.....) pour concevoir et réaliser tout dispositif de traitement de l'information au niveau de la réception. En effet, depuis quelques années, le développement de l'Océanographie exige la transmission d'informations sous la mer, au moyen d'un signal acoustique. Entre un émetteur et un récepteur, le trajet direct est choisi comme canal de transmission et le signal direct peut être perturbé par des signaux parasites qui se sont réfléchis sur la surface ou le fond, et qu'il faut par conséquent éliminer.

Les propriétés statistiques des signaux parasites interviennent donc dans le choix du signal le mieux adapté à un type de transmission et dans la conception de systèmes de traitement de l'information au niveau de la réception.

De leur côté, les spectres énergétiques de la modulation rendent compte des mouvements verticaux de la surface (apparition de part et d'autre de la porteuse de raies correspondant aux fréquences des vagues) et de la propagation des vagues (décalage Doppler de l'ensemble du spectre observé). Ces spectres peuvent être comparés à ceux obtenus par W.I. Roderick et B. Cron [41] dans le cas d'une surface sinusoïdale.

Ils offrent un moyen de connaître l'état de surface à l'aide de mesures acoustiques. En effet l'écart entre les raies spectrales correspond aux fréquences des vagues, d'où une mesure rapide de celles-ci. De là, on déduira la vitesse de propagation et aussi la force du vent qui leur a donné naissance, car on montre à partir du spectre de Neumann que le produit f_M x vitesse du vent est égal à une constante, où f_M est la fréquence correspondant au maximum du spectre énergétique des vagues. Par un raiseau d'émetteurs - récepteurs on peut aussi mesurer la direction de propagation des vagues.

Enfin, le décalage Doppler qui est une caractéristique du canal de transmission acoustique intervient en détection active où il faut le distinguer du décalage Doppler introduit par une cible en mouvement.

Il serait intéressant de poursuivre ce travail dans les deux directions suivantes :

a) Meilleure caractérisation du milieu acoustique sous-marin en temps que canal de transmission et mesure des fonctions caractéristiques du filtre non homogène équivalent :

Réponse bitemporelle
Fonction retard Doppler
Fonction de transfert
Réponse bifréquentielle

b) Mesure des paramètres de la surface à partir de signaux acoustiques, prédiction des vagues, paramètres météorologiques etc... En particulier, nous avons laissé de côté les problèmes de modulation

liés aux variations aléatoires de la normale à la surface. C'est là qu'intervient l'aspect haute fréquence. On pourrait aborder cette étude par des mesures systématiques de la modulation d'amplitude suivant des angles d'observation différents de la réflexion spéculaire.

*
* *
*

Vu et permis d'imprimer

Marseille, le 16 juin 1972

Le Président,

F. BOREL.

- BIBLIOGRAPHIE -

[1] G. BONNET
Phénomènes aléatoires et traitement du signal
B.I.S.T. (C.E.A.) N 96 septembre 1965, p.3 à 14.

[2] B. KINSMAN -
Wind-waves
Prentice-Hall Englewood Cliffs N. Jersey 1965

[3] C. NEUMANN
On ocean wave spectra and new method of forecasting wind-generated waves.
U.S. Beach Erosion Bord. Tech Memo. n 43 (1953)

[4] H.U. ROLL
Oberflächen-Wellen des Meeres
Handbuck Der Physik - Geophysik II - P. 671 - 733
Springer Verlag Berlin 1957

[5] H. WALDEN
Comparison of one dimensional wave spectra with various theoretical spectra
Ocean wave spectra:Proceeding of a conférence p. 67.94.
Prentice-Hall 1963

[6] H. LACOMBE
Cours d'Océanographie Physique
Gauthier-Villars Paris 1965.

[7] Aide Mémoire d'Acoustique Sous-Marine
Marine Nationale - Laboratoire D.S.M. du Brusc - 1968

[8] B. KINSMAN
Surface Waves at short fetches and low wind speeds
A fiel study - Technical Report 19 - Ref 60 - 1 - Mai 1960
Chesapeake Bay Institute

[9] C. GAZANHES
Réflexion diffuse d'une onde ultrasonore par une surface aléatoire. - Réalisation d'un modèle réduit en cuve.
(Deuxième colloque sur le traitement du signal) Nice Mai 1969.

[10] J. BOUDAN
Appareil pour la mesure des niveaux rapidement variables sur modèle réduit.
La Houille Blanche n 4 P.526-540, 1953.

[11] L.F.Mc GOLDRICK
Wave measurements systems
The Johns Hopkins Laboratory Rpt. 1 1965

&

Chapitre XIV du Cours d'Océanographie op. cit 6
ainsi que chapitre 9.1 de Wind Waves op. cit. 2

[12] J.L. GARNIER, M. CBADIA, J. ARNAUD
Sondes pour niveaux rapidement variables, application à l'étude d'un modèle de houle.
Note C.R.P. 1 119 septembre 1970.

[13] J. W. STRUTT (Lord Rayleigh)
The theorie of sound - Volume II
Dover Publications - New York 1945

[14] S.O. LA CASCE & P. TAMARKIN
Underwater Sound Reflexion from a corrugated Surface
J.A.P. 27, 2; p; 138-148 - 1956

[15] S. O. RICE
Reflecion of electromagnetic waves from slighly Rough Surface
Com. Por. Appl. Math. 4,2, p 251-378 1951

[16] H.W.MARSH
Exact Solution of Wave Scattering by irregular Surface
J.A.S.A. 33,3, p 330-333 1961

[17] P.A. CROWTHER
Basic Theory of Acoustic Scattering from the sea surface in terms of Ascertained Surface Statistics
Amiralty Contrat n° ND.(F) 121 - 1968
A.U.W.E. Portland - Dorset

[18] C. ECKART
The Scattering of Sound from the sea surface
J.A.S.A. 25, 3, p 566-570 1953

[19] P. BECKMANN & A. SPIZZICHINO
The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces
Pergamon Press - New York 1963

[20] C.W. HORTON & T.G. MUIR
Theoretical studies on the scattering of acoustic waves from a rough Surface
J.A.S.A.. 41 , 3, p 627-634 1967

[21] E.P. GULIN
Amplitude and Phase fluctuations of a sound Wave reflected from a statistically uneven surface
Sov. Ph. Ac. 8, 2, p 135-140 - 1962

[22] S.K. MITCHELL
Underwater Sound Scattering from an irregular surface. Thèse de Master of Arts.
Université du Texas - Austin - Juin 1966

[23] P. BECKMANN
Shadowing of Random Rought Surfaces
I.E.E.E. Trans. On Antennas and Propagation
AP - 13 p 384 - 388 1965

[24] R.A. BROCKELMAN - T. HAGFORS
Note on the effect of Shadowing on the Backscattering of Waves from a random rough Surface.
I.E.E.E. Trans. On Antennas and Propagation
AP - 14 5 p 621-629 - 1966

[25] R.J. WAGNER
Shadowing of Randomly Rough Surfaces
J.A.S.A. 41 1 p 138-147 1966

[26] L.M.BREKHOVSKIKH
The Diffraction of waves by a rough syrface - I et II
Zh. Ehsp. Teor. Fiz. 23 p 275-285 -(1952 a) et 23 289-394 (1952 b).

[27] C. COX - W. MUNK
Measurements of the Roughness of the sea from photographs of the Suns's glitter
J.O.S.A. 42, 11, p 838-850 1954

[28] M. KATZIN
On the mecanisms of Radar sea clutter
Proce. I.E.E. 45, 1, p 44-54 - 1957

[29] A. MARTEN
Reflexion diffuse des ondes électromagnétiques par une surface rugueuse aléatoire.
Annales des Télécommunications 23 9-10. p 257-270 - 1968

[30] F. du CASTEL - P. MISME - J. VOGE - A. SPIZZOCHINO
Réflexions partielles dans l'atmosphère et propagation à grande distance : réflexion en milieu inhomogène.
Annales des Télécommunications - 14 1-2 p33-40 - 1959

[31] E.T. COPSON
Asymptotic Expansions
Cambridge University press - 1967

[32] S.O. RICE
Mathematical Analysis of Random Noise
The Bell System Technical Journal 24 1945

[33] C. GAZANHES
Etude du champ ultrasonore diffusé par une surface agitée.
3e colloque sur le traitement du signal et ses applications.
Tome I - p 409-428 - Nice juin 1971

[34] V.V OL' SHEVSKII
Characteristics of sea Reverberation
Consultants Bureau - N Y 1967

[35] M. NAKAGAMI
The M. Distribution - A general formula of intensity distribution of rapid fading. Statistical Methods in Radio Wave Propagation.
Symp. Juin 1958 - W.C. HOFFMAN - PERGAMON 1960 p 3-36.

[36] G. PETIAU
La théorie des fonctions de Bessel
Editions du C.N.R.S. 1955

[37] J. MAX
Les principales méthodes de traitement du signal et leurs applications aux mesures physiques.
Rapport C.E.A. R. 4018 - 1970

[38] A.W. RIHACZEK
Principles of high resolution radar
Mc. Graw Hill Book N Y 1969.

[39] J.P. LEFEBVRE
"Diffusion d'une onde sonore par une surface agitée"
-Analyse statistique au Second Ordre-
Thèse de 3e Cycle Spécialité Acoustique
Université de Provence - décembre 1971

[40] C. GAZANHES - J. LEANDRE
Analyse spectrale par corrélation d'une onde ultrasonore diffusée par une surface agitée.
ACUSTICA - Vol 25 186 - 1971

[41] W.I. RODERICK - B.F. CRON
Frequency spectra of forward scattered sound from the ocean surface.
J.A.S.A. 43 3(part 2) 759-766 - 1970.

*
* *
*

PUBLICATIONS DU LABORATOIRE SUR LA DIFFUSION

[1] Réflexion diffuse d'une onde ultrasonore par une surface aléatoire - Réalisation d'un modèle réduit en cuve.

2ième Colloque sur le traitement du signal et ses applications Nice Mai 1969

[2] Etude expérimentale d'un signal ultrasonore monochromatique réfléchi par la surface de la mer.

Communication au 4ième Séminaire des utilisateurs du Traitement du Signal - C.E.A. - G.R.E.T.S.I. Grenoble Octobre 1969. Note CRP 1 082 Février 1970

[3] Diffusion des Ondes Acoustiques par la Surface de la Mer

Article de synthèse paru dans "Bulletin bibliographique concernant les problèmes liés au milieu en Acoustique Sous-Marine. D.C.A.N. - Marine Nationale Décembre 1969 - Note CRP 1 087 - Mars 1970.,

[4] Analyse Spectrale par corrélation d'un signal ultrasonore réfléchi par la surface de la mer - Recherche de l'effet Doppler. (En collaboration avec J.P. LEFEBVRE).

Communication au 6e Séminaire des utilisateurs du Traitement du Signal- C.E.A. - G.R.E.T.S.I. Grenoble Janvier 1971

[5] Réflexion Diffuse d'une onde ultrasonore par une surface agitée.

7ième Congres International d'Acoustique - Budapest Aout 1971

[6] Réflexion Diffuse d'une onde sonore par la surface de la mer.

Communication à la réunion C.E.P.Oc. Marine Nationale - Novembre 1971 - Toulon.

[7] Etude du champ ultrasonore diffusé par une surface agitée
3ième Colloque sur le Traitement du Signal et ses applications
Nice Juin 1971

[8] Specular Scattering of ultrasound from randomly rough surfaces
10e Conférence sur l'Acoustique - Ultrasons
Prague Septembre 1972.

[9] Analyse spectrale par corrélation d'une onde ultrasonore diffusée par une surface agitée.
ACUSTICA 25 1971 - 3

[10] A paraître dans ACUSTICA - Aout 1972
Diffusion d'une onde sonore par une surface agitée "Analyse statistique au second ordre".
(En collaboration avec J.P. LEFEBVRE).

*
* *
*

Annexe 1-1

DISPOSITIF DE MESURE DES HOULES

A 1-1.- CARACTERISTIQUE DE LA HOULE ET DU SIGNAL A OBTENIR

La houle engendrée par la soufflerie, sort du tunnel avec des amplitudes de 0,5 à 5 cm et des longueurs d'onde de l'ordre de 4 à 20 cm. [9] Les variations de dénivellation de la surface doivent être converties sous la forme d'un signal électrique qui sera envoyé soit à l'entrée de l'analyseur statistique (DIDAC 800) à des niveaux compris entre 0,1 et 20 volts sous faible résistance, soit aux bornes d'un enregistreur sur papier qui nécessite des courants de l'ordre de 5 mA/Cm.

Parmi les procédés de conversion dénivellation de niveau - signal électrique, nous utiliserons la résistance qui apparait entre deux conducteurs verticaux plongés dans le liquide. Cette résistance est inversement proportionnelle à la hauteur immergée.

L'autre procédé est basé sur la capacité qui apparait entre une seule électrode, recouverte d'une couche isolante régulière, et la masse d'eau de la cuve qui joue le rôle de conducteur général et d'armature extérieure [10] [11].

A 1-2.- SONDE RESISTIVE

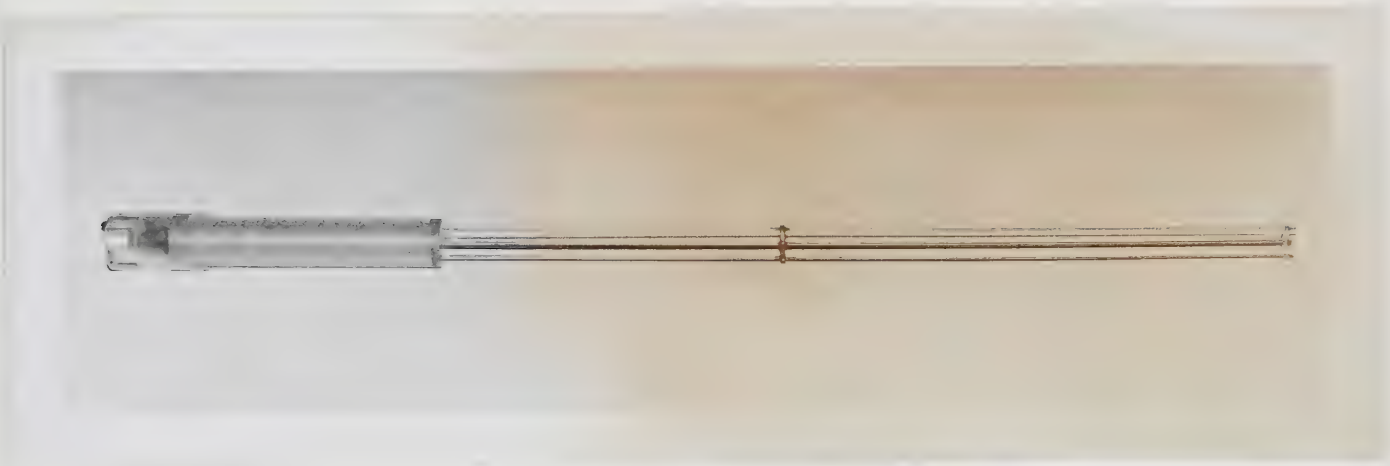
Elle est constituée de fils calibrés en acier inoxydable plongés verticalement dans la cuve, l'eau sert de milieu conducteur, les résistances sont mesurées en courant alternatif basse fréquence pour éviter la polarisation des électrodes.

Afin de réduire l'influence de la tension superficielle qui forme un ménisque autour d'une électrode nous avons utilisé des conducteurs de petits diamètres ($\phi = 0{,}8$ mm) et dans le cas d'une sonde bipolaire nous avons limité la distance des conducteurs à deux fois le rayon du ménisque. Un écartement excessif des électrodes

entraine une mauvaise réception des houles de petite longueur d'onde.

La disposition bipolaire que nous avons adoptée permet l'indépendance des circuits de chaque sonde. Dans le cas de plusieurs sondes (Mesures d'intercorrélation) celà réduit en outre l'influence mutuelle des sondes lors de leur rapprochement sur la surface du liquide.

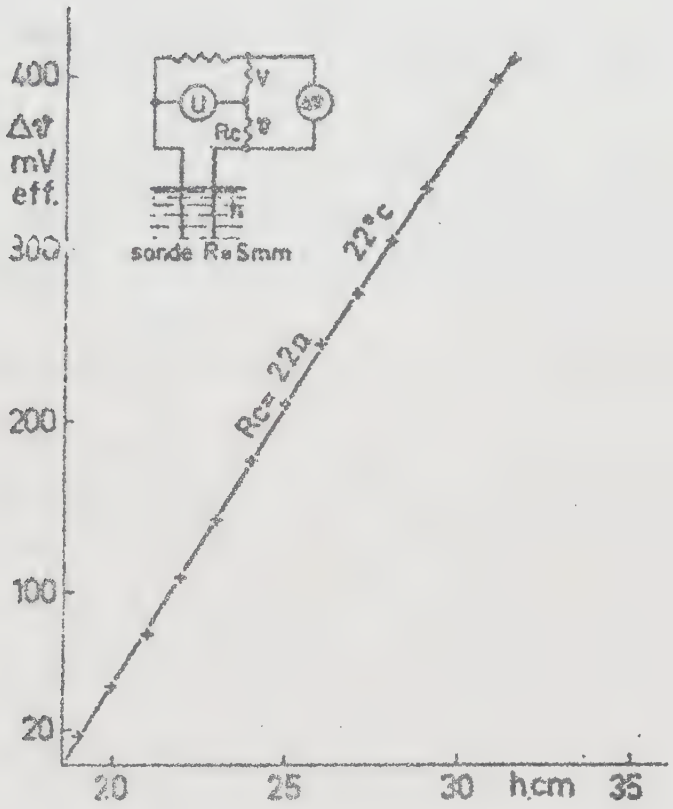
Afin de fermer davantage le champ de chaque sonde, nous avons triplé l'une des électrodes, qui devient alors armature extérieure. La photo A 1-1 montre une sonde et son armature triple.



- Figure A 1-1 -

Un manchon gradué centimètre par centimètre permet de déplacer la sonde d'une quantité connue.

L'amplitude des houles à enregistrer sur notre modèle est en général inférieure à 10 cm, aussi nous avons tracé figure A 1-2, la chute de potentiel v, sur une résistance de 22 Ω, pour l'intervalle 20 à 30 cm sur h. La sensibilité de cette sonde est de 30 mV/cm, les écarts des points sur la courbe correspondent aux incertitudes de lecture et d'étalonnage du millivoltmètre, soit 2% sur 10 cm.


400
Δv
mV
eff.
300
200
100
20
V
U
Rc
v
sonde R=5mm
h
22°c
Rc= 22Ω
20
25
30
h cm
35

- Figure A 1 - 2 -

A 1-3.- CIRCUITS ELECTRONIQUES DE MESURE

Ils sont groupés en un seul appareil,(Figure A 1-3) et comportent :

- trois petites alimentations flottantes, stabilisées
- un générateur à 2 kHz
- un circuit de couplage source - sonde préamplificateur et un atténuateur
- un préamplificateur différentiel à entrée flottante
- un détecteur suivi d'un filtre passe-bas
- un étage de sortie à couplage direct, potentiel de repos nul et faible résistance
- un étage de sortie adapté à l'enregistreur sur papier.

Pour les mesures de vitesse et d'intercorrélation sur la houle, il faut deux points de réception. Nous avons donc réalisé en double les circuits ci-dessus, leurs description et calcul ont fait l'objet de notes séparées. [12] Nous rappellerons seulement ici le processus d'étalonnage des sondes et les caractéristiques de sortie de l'ensemble.

La chute fixe de potentiel sur la résistance de charge est compensée selon le schéma de la figure A 1-2, seule la différence est amplifiée.

La sonde étant enfoncée dans l'eau calme entre 20 et 30 cm, on réduit la tension en S_1 ou S_2 jusqu'à zéro, par le jeu des potentiomètres "compensation". On enfonce de nouveau la sonde cm par cm, d'une hauteur ΔH au moins égale à celle de crête des houles à mesurer. La tension en S indique alors la sensibilité $Vs/\Delta H$ et étalonne les enregistrements.

Avec des sondes de 5 mm de rayon immergées de 25 cm, on obtient 4,8 V/cm H. Les déplacements ou fluctuations du niveau de l'eau sont mesurables jusqu'à 15 cm (et au delà si l'on diminue Rc).

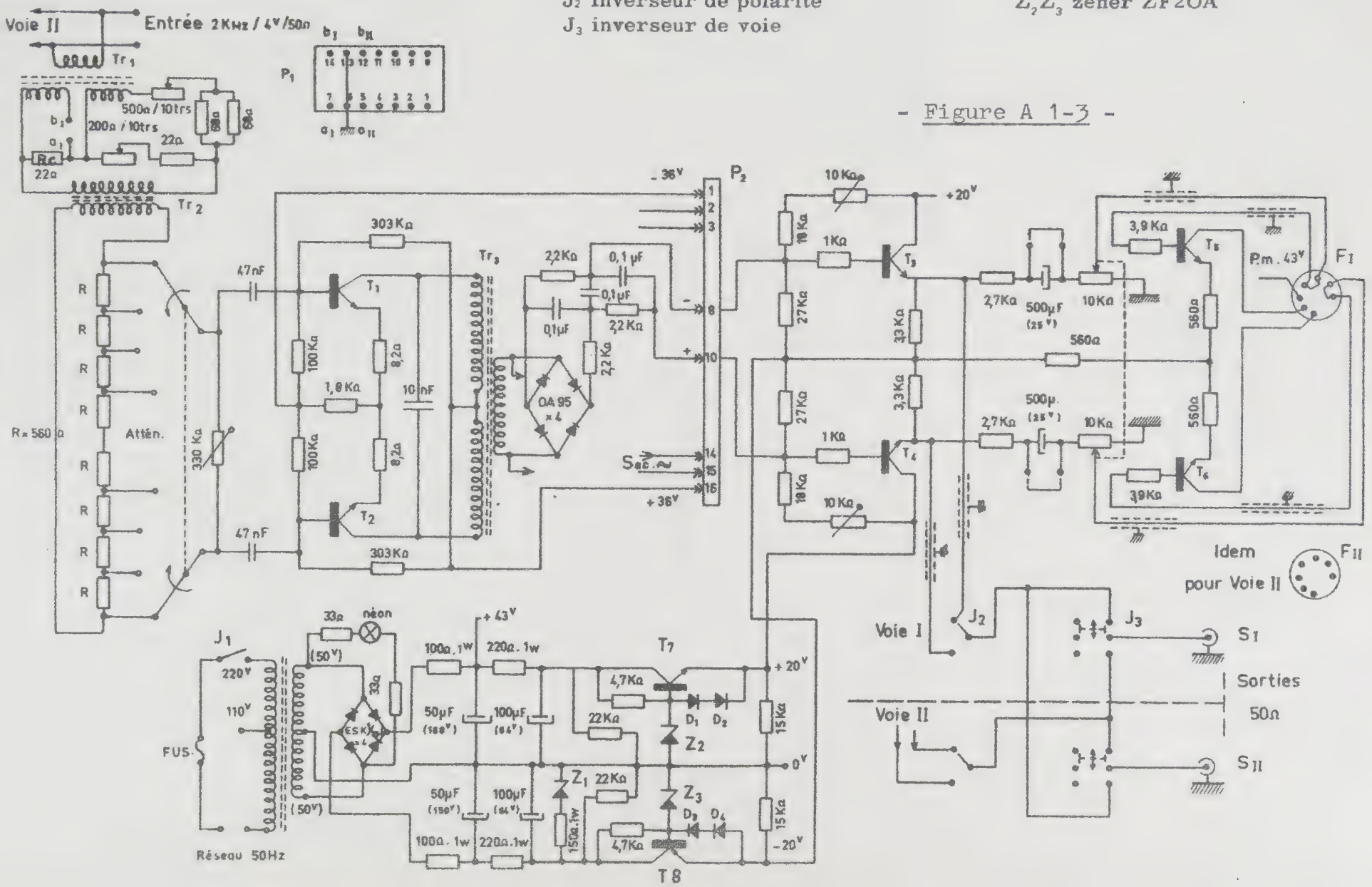
Les signaux sont disponibles, sur les bornes S_I et S_{II} sous $\pm$ 8,5 V max. et 50 Ω , et sur les fiches F_I et F_{II} sous $\pm$ 20 V et 3 kΩ, dans la bande de 0 à 40 Hz - 6 dB.

Tr_2 transfo. 2x0,75H
Tr_3 transfo. 3x1,0H
P_1 prise d'alimentation des sondes : a_1 b_1, sonde 1, a_2 b_2 sonde 2 etc...

F_1 et F_2 fiche pour l'enregistreur de contôle Sefram P.61OPM
S_1 et S_2 sorties des signaux, voie I et II Z 5OΩ
J_1 interrupteur général
J_2 inverseur de polarité
J_3 inverseur de voie

T_1 à T_4 transistors 2N2484
T_5 à T_7 transistors 2N699
T_8 transistors AC128
D_1 à D_4 diodes BA100
Z_1 zéner ZF36A
Z_2Z_3 zéner ZF2OA

- Figure A 1-3 -



ANNEXE 2-1

Tableau des valeurs de g

Nous donnons un tableau des valeurs de

$$g = \frac{4\pi \sigma_s}{\lambda} \cos\theta$$

correspondant à la fréquence ultrasonore de 150 kHz.

ALTA (OLORE)	420 TR/MN	520 TR/MN	560 TR/MI	600 TR/MN	630 TR/MN	I A
5	.6346	.7998	1.1427	1.3494	1.6585	
10	.6273	.7907	1.1296	1.3340	1.6395	
15	.6153	.7755	1.1080	1.3084	1.6081	
20	.5986	.7544	1.0779	1.2728	1.5644	
25	.5773	.7276	1.0396	1.2276	1.5088	
30	.5516	.6953	.9934	1.1731	1.4418	
35	.5218	.6577	.9396	1.1096	1.3637	
40	.4880	.6150	.8787	1.0376	1.2753	
[illegible]	.4504	.5677	.8111	.9578	1.1772	

2 A

50	.4094	.5161	.7373	.8707	1.0701	
55	.3654	.4605	.6579	.7769	.9549	
60	.3185	.4014	.5735	.6773	.8324	
65	.2692	.3393	.4848	.5724	.7036	
70	.2179	.2746	.3923	.4633	.5694	
75	.1649	.2078	.2969	.3506	.4309	
80	.1106	.1394	.1992	.2352	.2891	
85	.0555	.0700	.1000	.1181	.1451	
90	.0000	.0000	.0000	.0000	.0000	

TETA (DEGRE)	660 TR/MN	690 TR/MN	720 TR/MN	960 TR/MN	1200 TR/MN
5	1.9260	2.1807	2.4146	4.0837	6.4778
10	1.9040	2.1558	2.3870	4.0370	6.4038
15	1.8675	2.1145	2.3412	3.9596	6.2810
20	1.8167	2.0570	2.2776	3.8521	6.1104
25	1.7522	1.9840	2.1967	3.7152	5.8934
30	1.6743	1.8958	2.0991	3.5501	5.6314
35	1.5837	1.7932	1.9855	3.3579	5.3266
40	1.4810	1.6769	1.8567	3.1402	4.9813
45	1.3671	1.5479	1.7139	2.8986	4.5980

50	1.2427	1.4071	1.5580	2.6350	4.1798
55	1.1089	1.2556	1.3902	2.3512	3.7297
60	.9667	1.0945	1.2119	2.0496	3.2513
65	.8171	.9251	1.0243	1.7324	2.7481
70	.6612	.7487	.8290	1.4020	2.2240
75	.5004	.5666	.6273	1.0610	1.6830
80	.3357	.3801	.4209	.7118	1.1292
85	.1685	.1908	.2112	.3573	.5667
90	.0000	.0000	.0000	.0000	.0000

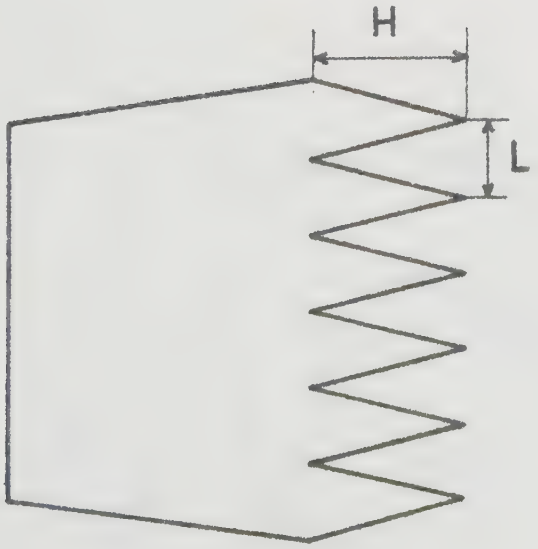
ANNEXE 2-2

Eléments absorbants en caoutchouc "ρc"

La figure A-2-1 montre le profil d'un élément en caoutchouc "ρc" et les trois dimensions adoptées.

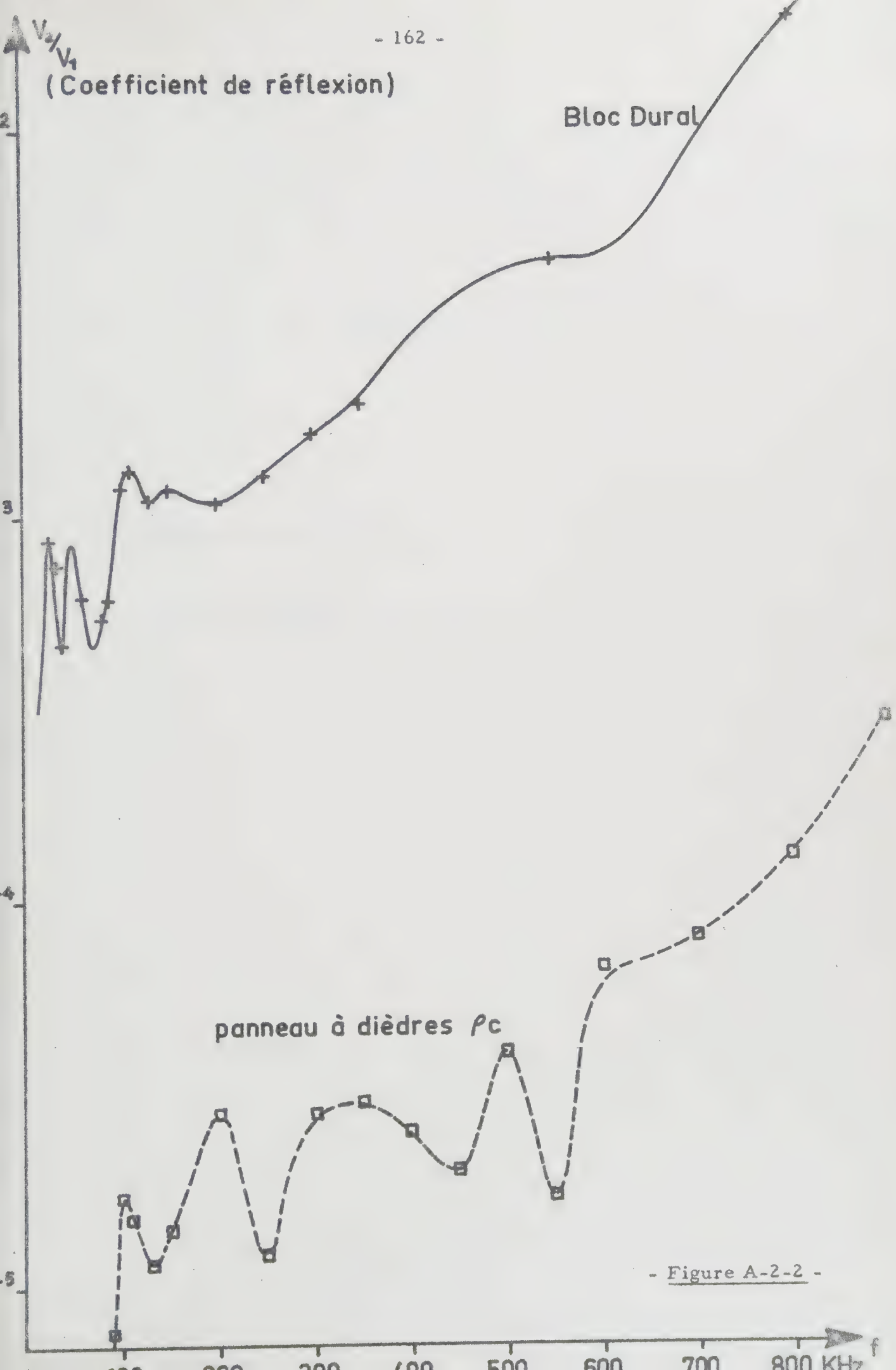
La figure A-2-2 montre le coefficient de réflexion d'un bloc de duralumin comparé au coefficient de réflexion d'un panneau à dièdres "ρc".

Eléments absorbants en caoutchouc "ρc"



H	L
40mm	15mm
46mm	18mm
56mm	23mm

- Figure A-2-1 -


V2/V1
(Coefficient de réflexion)
Bloc Dural
panneau à dièdres ρc
f
KHz

- Figure A-2-2 -

ANNEXE 2-3

A/ Indicatrice de directivité

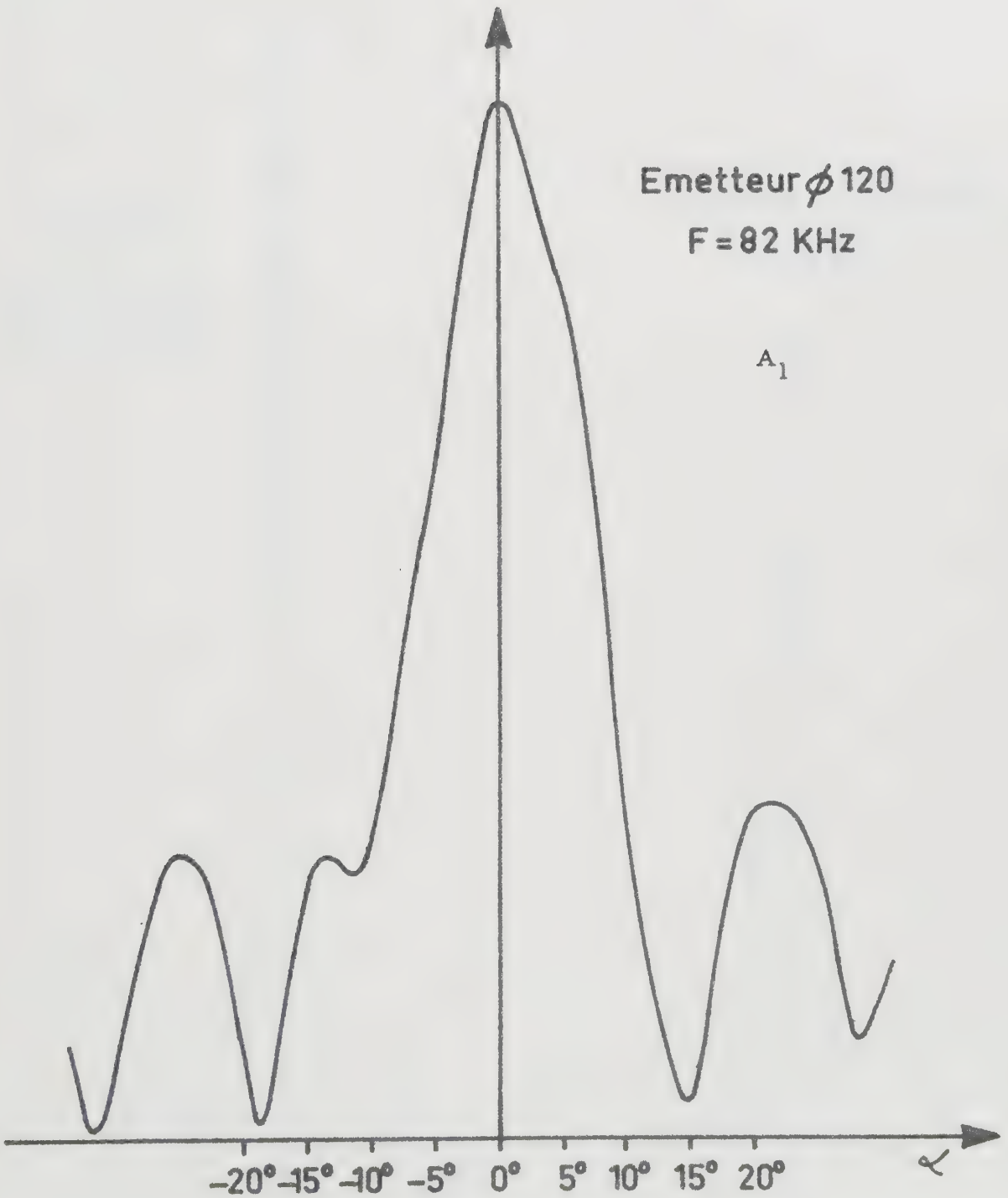
B/ Surface couverte par le faisceau

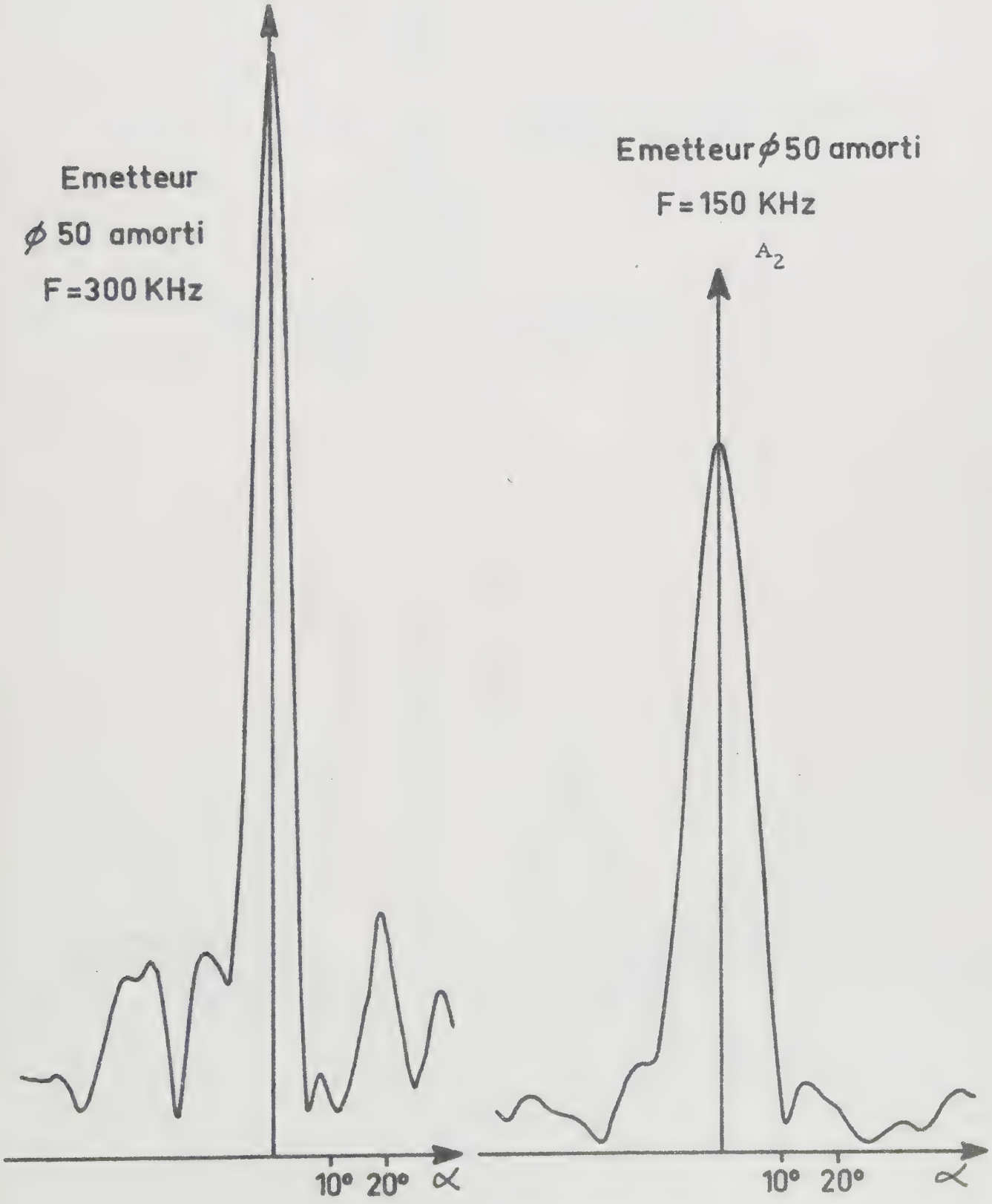
A/ Indicatrices de directivité

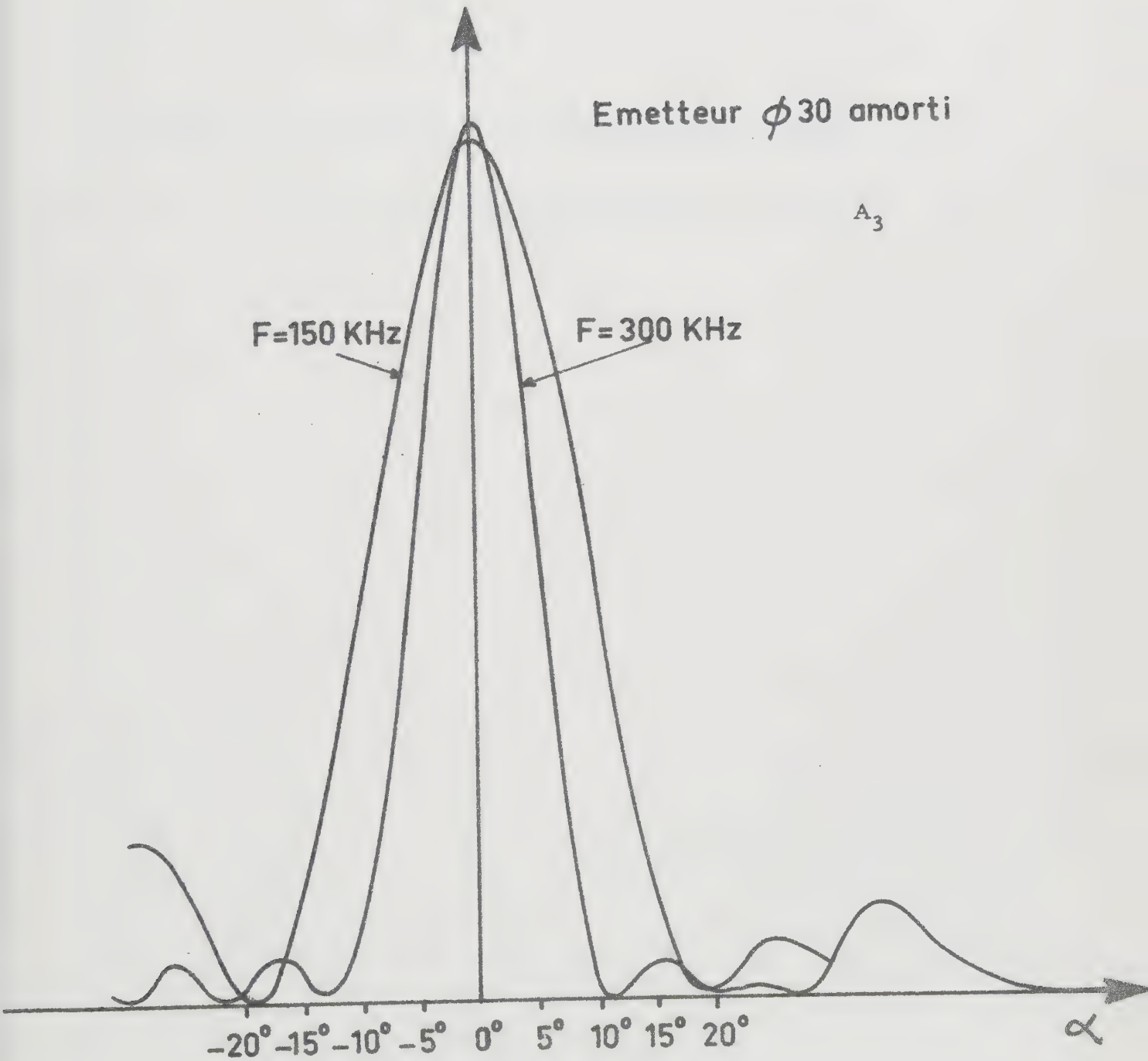
Emetteurs : A_1 $\Phi = 120$ mm f = 82 kHz

A_2 $\Phi = 50$ mm f = 150 et 300 kHz

A_3 $\Phi = 30$ mm f = 150 et 300 kHz

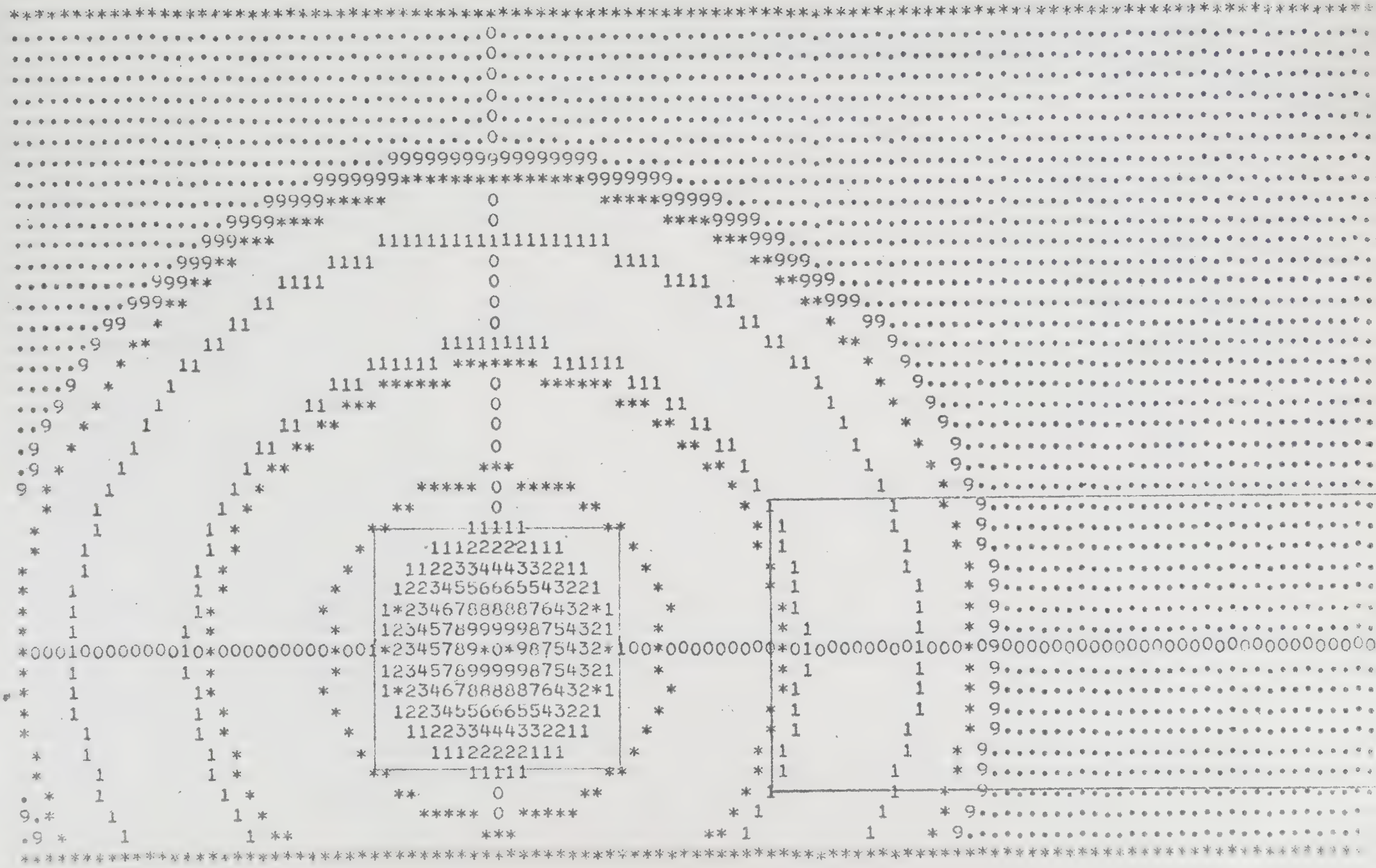

Emetteur ϕ 120
F = 82 KHz
A1
-20° -15° -10° -5° 0° 5° 10° 15° 20°
α


Emetteur
ϕ 50 amorti
F=300 KHz
10° 20° α
Emetteur ϕ 50 amorti
F=150 KHz
A2
10° 20° α

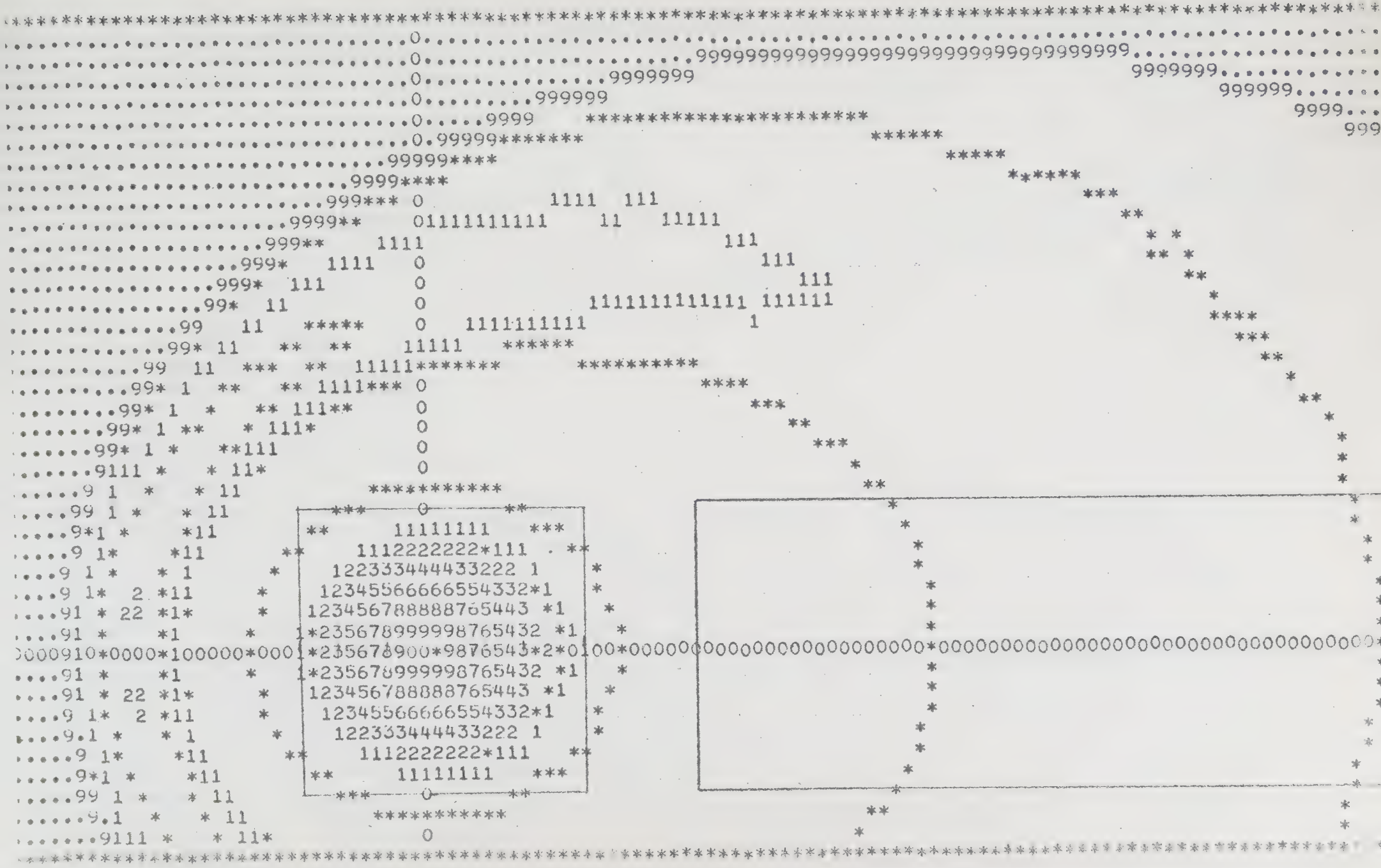

Emetteur ϕ 30 amorti
A3
F=150 KHz
F=300 KHz
-20° -15° -10° -5° 0° 5° 10° 15° 20°
α

B/ Surfaces couvertes par le faisceau ultrasonore incident

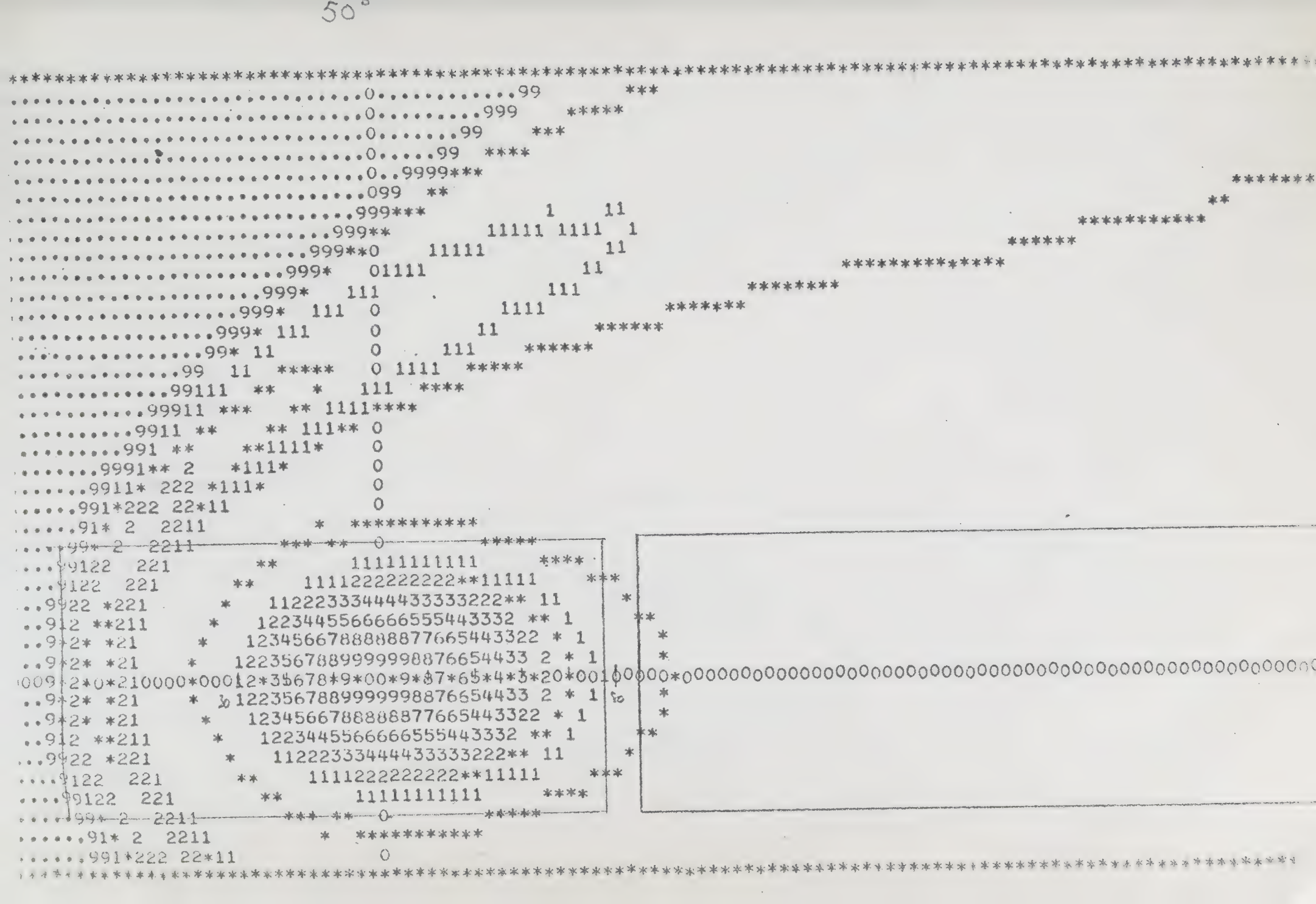
Fréquence : 150 kHz ; incidences : 0°, 30°, 50°, 70°

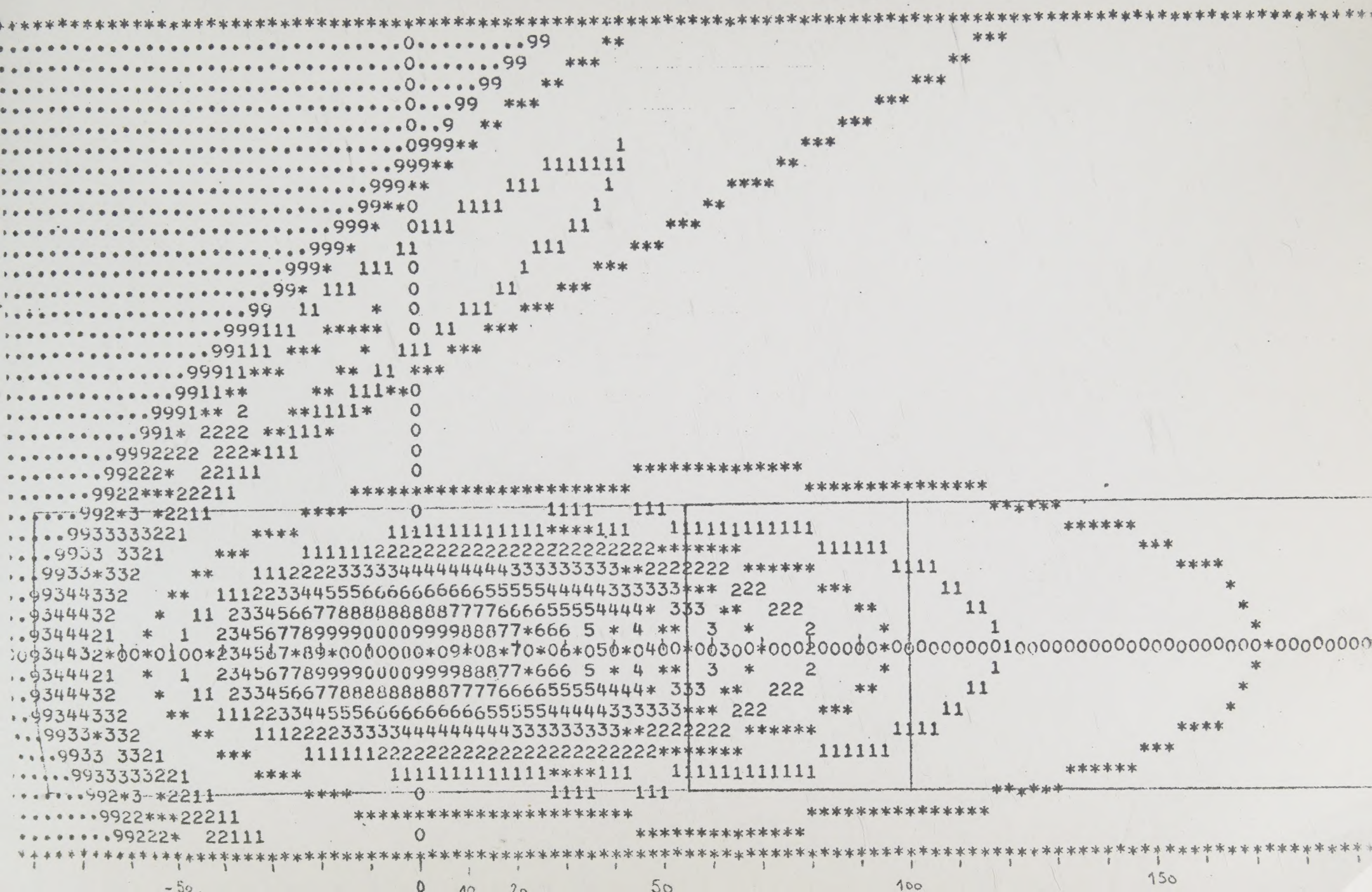
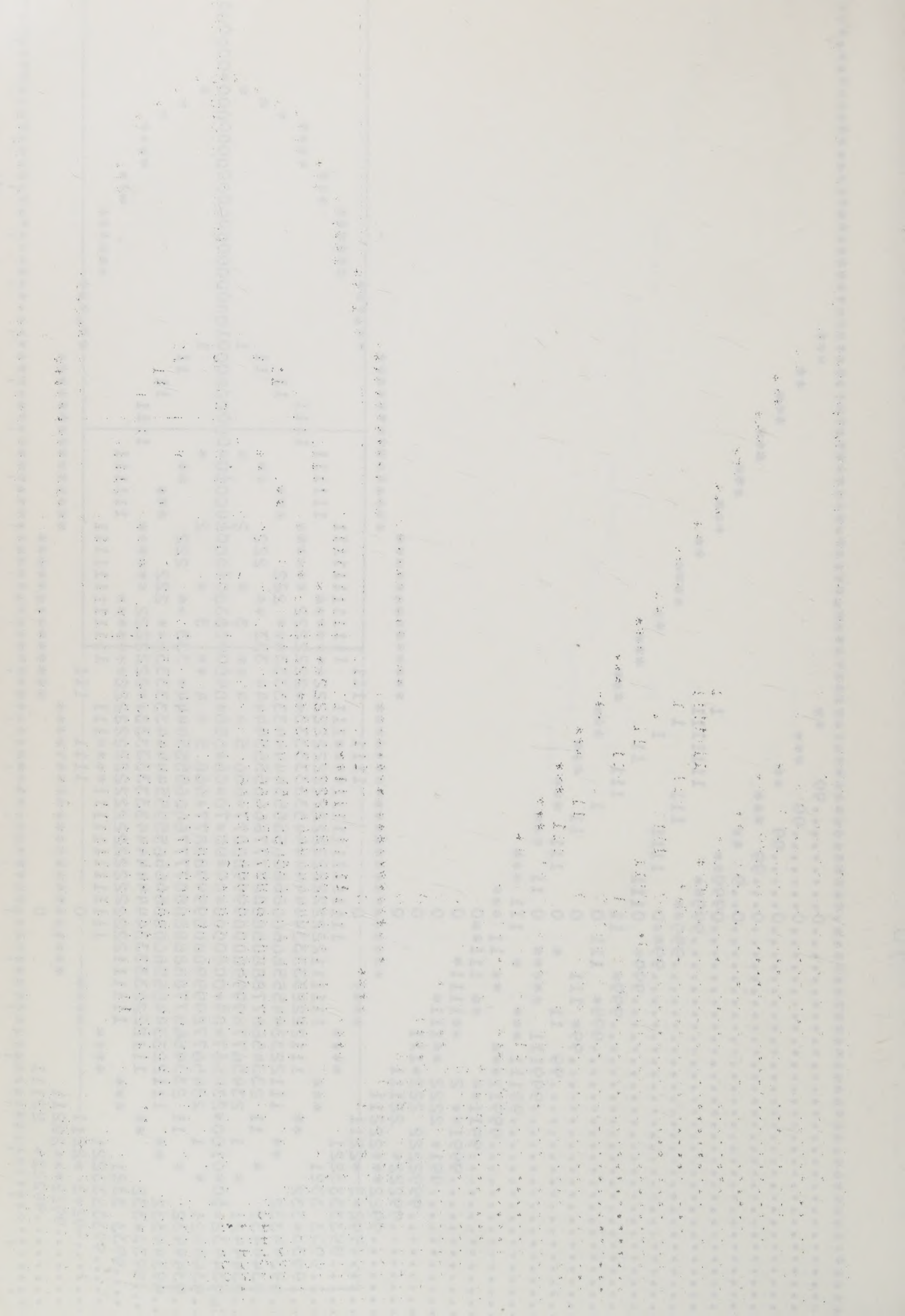


```
*****************************************************************************************************
.......................................0.......................................................
.......................................0.......................................................
.......................................0.......................................................
.......................................0.......................................................
.......................................0.......................................................
.......................................0.......................................................
.............................99999999999999999.....................................................
.........................9999999***************9999999.....................................
.....................99999*****        0        *****99999.....................................
..................9999****             0             ****9999.....................................
...............999***        1111111111111111111        ***999.....................................
.............999**       1111         0         1111       **999.....................................
...........999**     1111             0             1111     **999.....................................
.........999**     11                 0                 11     **999.....................................
.......99  *     11                   0                   11     *  99.....................................
......9  **    11                 111111111                 11    **  9.....................................
.....9  *    11             111111 ******* 111111             11    *  9.....................................
....9  *    1            111 ******   0   ****** 111            1    *  9.....................................
...9  *    1           11 ***         0         *** 11           1    *  9.....................................
..9  *    1          11 **            0            ** 11          1    *  9.....................................
.9  *    1         11 **              0              ** 11         1    *  9.....................................
.9 *    1         1 **               ***               ** 1         1    * 9.....................................
9 *    1         1 *            ***** 0 *****            * 1         1    * 9.....................................
  *   1         1 *           **      0      **           * 1         1    *  9.....................................
 *    1        1 *          **      11111      **          * 1        1    * 9.....................................
 *   1         1 *         *|    11122222111    |*         * 1         1    * 9.....................................
*    1        1 *         *|   112233444332211  |*         * 1        1    * 9.....................................
*   1         1 *        *|  12234556665543221 |*         * 1         1    * 9.....................................
*   1         1*        *|  1*234678888876432*1 |*         *1         1    * 9.....................................
*   1        1 *        *|  1234578999998754321 |*         * 1        1    * 9.....................................
*0001000000010*000000000*001*2345789*0*9875432*100*000000000*01000000001000*09000000000000000000000000000000
*   1        1 *        *|  1234578999998754321 |*         * 1        1    * 9.....................................
*   1         1*        *|  1*234678888876432*1 |*         *1         1    * 9.....................................
*   1         1 *        *|  12234556665543221 |*         * 1         1    * 9.....................................
*    1        1 *         *|   112233444332211  |*         * 1        1    * 9.....................................
 *   1         1 *         *|    11122222111    |*         * 1         1    * 9.....................................
 *    1        1 *          **      11111      **          * 1        1    * 9.....................................
. *   1         1 *           **      0      **           * 1         1    * 9.....................................
9.*    1         1 *            ***** 0 *****            * 1         1    * 9.....................................
.9 *    1         1 **               ***               ** 1         1    * 9.....................................
*****************************************************************************************************
```



50°




-50
0
50
100
150